Über die Zusatzstrahlung in den Sperrschichten der höheren Atmosphäre

INAUGURAL-DISSERTATION

zur Erlangung der Doktorwürde

genehmigt von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

von

Johannes Juilfs

aus Berlin

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Februar 1938

Tag der Promotion: 15. Juni 1938

N 27

Referenten: Prof.Dr.W.Kolhörster
Prof.Dr.H.A.Stuart

R.UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Meinen lieben Eltern!

Im Andenken an meinen Kameraden Viktor M a s u c h!

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543924_0088

Gliederung der Arbeit.

	Seite
I.Abschnitt. Die Ionisierung durch Gamma- und Höhenstrahlen in verschiedenen Gasen	3
1. Einleitung	3
2. Die Evesche Konstante	4
3. Die Ionisation durch Höhen- und Umgebungsstrahlen	5
4. Die Reduktion mit dem Wiedervereinigungskoeffizienten	7
II.Abschnitt. Die Höhenmessungen	10
1. Einleitung	10
2. Die Messungen	15
3. Die Aktivität der Sperrschichten	21
4. Masuchs Hochfahrten	28
5. Die Absorptionskoeffizienten	32
6. Die Natur der Strahlung in den Sperrschichten	36
7. Ueber die Herkunft der zusätzlichen Ionisation	37
Zusammenfassung	40

I.Abschnitt. Die Ionisierung durch Gamma- und Höhenstrahlen in verschiedenen Gasen.

1.Einleitung.

Im Jahre 1933 begann V. Masuch die Messungen über die Ionisierungsstärke der Gamma- und Höhenstrahlen in Abhängigkeit von der Gasfüllung. Leider fand er kurz vor Abschluss seiner Messungen am 13.Mai 1934 gemeinsam mit seinem Ballonführer Dr.Schrenk auf einer wissenschaftlichen Hochfahrt des Freiballons "Bartsch von Sigsfeld" den Tod. Diese Fahrt sollte weitere Daten für vergleichende Studien der Ionisationswirkungen der Gamma- und Höhenstrahlen in Edelgasen bringen. Untersucht wurden von Masuch fast vollständig Wasserstoff, Luft, Sauerstoff, Kohlensäure, Helium, Neon, Krypton und Xenon mit einem und demselben Strahlungsapparat nach Kolhörster (Wandstärke 0,25 cm Walzeisen, nutzbares Volumen 2280 cm^3, Kapazität c = 0,411 cm). Seine Messungen hatte Masuch noch nicht oder nur zu vorläufigen Ergebnissen bearbeitet. Analoge Untersuchungen mit Argonfüllung und Ergänzungsmessungen wurden von mir durchgeführt und der Anschluss an die Masuchschen Messungen durch Wiederholungen der Beobachtungen bei Luftfüllung (Evesche Zahl K_0, Ionisierungsstärke im 10 cm Bleipanzer und frei auf dem Panzer) hergestellt. Alle verwendeten Gase waren extrem getrocknet und gereinigt[1].

Die Ionisierungsstärke I ergibt sich, wenn L_0 das nutzbare Volumen in Kubikzentimetern für t=0°C und p=760 mm Hg, c die Kapazität in cm, e das Elementarquantum in elektrostatischen Einheiten, dV/dt der Voltverlust in der Sekunde bedeuten, zu

$$I = \frac{c}{e L_0} \cdot \frac{dV/dt}{300} = F \cdot \frac{dV}{dt} .$$

Der Faktor F ist also direkt aus den Konstanten des Apparates zu berechnen, sodass bei Kenntnis der Reststrahlung (Nulleffekt) ohne weiteres die Ionisierungsstärke der untersuchten Strahlung angegeben werden kann. Die Kapazität des Elektrometersystems, die über den gesamten Messbereich (von 400 Volt bis zur Sättigungsgrenze von 150 Volt) sich nur um höchstens 0,5 % ändert, wurde mit der Stromeichung sowie der Ladungsteilung bestimmt[2], die Volteichung mit einem Präzisionsvoltmeter durchgeführt, die Reststrahlung für verschiedene Gasfüllungen in der 406 m tiefen Sohle des Berlepsch-Schachtes in Stassfurt gemessen[3]. Dabei wurde die dort vorhandene Kalistrahlung durch Messungen im 10 cm Bleipanzer und bei meiner Reststrahlungsbestimmung für Luft und Argon auch im 6 cm Eisenpanzer ermittelt. Nach Schildhauer[4] werden durch diese Panzer 97,4 % bzw. 88,8 % der Kalistrahlung absorbiert.

---

1) Hierbei wurde Masuch durch Dr.Justi und die unter Leitung von Prof.Henning stehende Abteilung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in dankenswerter Weise weitgehendst unterstützt.
2) Vgl. W.Kolhörster, Phys.ZS. 31,280,1930; V.F.Hess und A.Reitz, ebenda 31,284,1930.
3) Der Verwaltung des Berlepsch-Schachtes, insbesondere Herrn Obersteiger Pompluhn, sei auch an dieser Stelle für die Ermöglichung der Messungen besonders gedankt.
4) H.Schildhauer, Dissertation Berlin 1935.

2.Die Evesche Konstante.

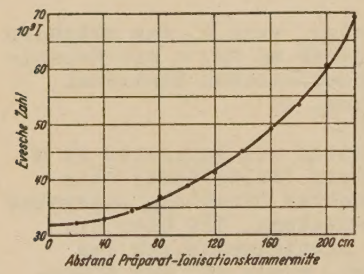
Zur Eichung des Strahlungsapparates auf Radium wurde die Evesche Konstante folgendermassen definiert und gemessen: In Normalluft erzeugen durch 6 mm Pb gefilterte Ra-C-γ-Strahlen, die mit der Strahlung von 1 g Ra im Gleichgewicht stehen, in 1 cm Entfernung K Ionenpaare je cm³ und sec. Die mit der Ionisationskammer gemessene Ionisierungsstärke N ist dann

$$N = K \cdot \frac{m}{r^2} \cdot e^{-\mu_{Luft} \cdot r},$$

wobei r (in cm) die Entfernung der punktförmigen Ra-C-γ-Quelle der Stärke m in g Ra von der Mitte des Apparates und μ_{Luft} den Schwächungskoeffizienten der γ-Strahlung beim Durchgang durch 1 cm Normalluft bedeuten. Genau wie für Luft soll ganz allgemein für jedes Gas eine solche Zahl K_g durch

$$N_g = K_g \cdot \frac{m}{r^2} \cdot e^{-\mu_{Luft} \cdot r}$$

definiert werden. Unter Verwendung eines Radiumpräparates von 0,723 mg, dessen Strahlen durch 6 mm Pb gefiltert waren, wurden die Ionisierungsstärken im Strahlungsapparat für die verschiedenen Gasfüllungen gemessen. Hierbei zeigte sich für jedes einzelne Gas der bekannte systematische Gang der Eveschen Zahl in Abhängigkeit des Abstandes der Strahlungsquelle von der Ionisationskammer. Da nämlich im geschlossenen Raum gemessen wurde, ist der Einfluss der Sekundärstrahlen merklich, und zwar nähern sich die K-Werte mit kürzer werdenden Abständen des Präparates von der Mitte des Apparates einem festen Minimum K_o. Als Beispiel sind in der Figur 1 die Werte für Xenon gezeichnet. Das Ansteigen der K-Werte mit wachsender Entfernung wird durch Sekundärstrahlen veranlasst, die in der Hauptsache in den etwa 3 m vom Strahlungsapparat entfernten Wänden des Zimmers entstehen; mit wachsender Entfernung Präparat-Ionisationskammer, also mit abnehmendem Abstand Präparat-Wand zeigt sich eine Zunahme der Ionisierungsstärke durch Sekundärstrahlen. Die Reichweite dieser Sekundärstrahlen muss dabei recht beträchtlich sein.



Figur 1. Evesche Zahl K in Abhängigkeit vom Abstand Präparat-Ionisationskammermitte bei Xenonfüllung.

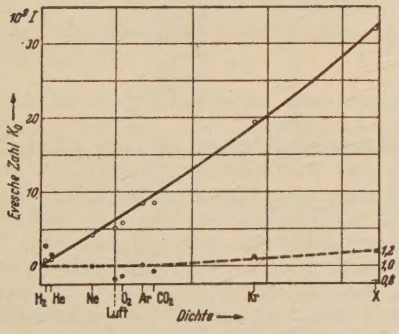
Um ihren Einfluss zu ermitteln, wurde die Entfernung Präparat-Ionisationskammer stufenweise von 20 bis 220 cm geändert, sodass die Ionisierungsstärke graphisch auf den Abstand Null extrapoliert werden konnte. Auf diese Weise erhält man definierte und reproduzierbare Evesche Zahlen K_o für den benutzten Strahlungsapparat unabhängig von den Sekundärstrahlen der Umgebung. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Die Brauchbarkeit dieses Verfahrens zur Bestimmung der Eveschen Zahl wurde durch zahlreiche Versuche erhärtet, bei denen streuende Körper (Holzplatten etc.) abwechselnd hinter das Präparat bzw. den Strahlungsapparat gesetzt und fortgenommen wurden; durch die Streuwirkung der Holzplatten wurde regelmässig die Erhöhung der Ionisierungsstärke festgestellt. Das Minimum K_o für die betreffenden Gasfüllungen wurde in keinem Falle unterschritten und kann somit als eindeutiges Mass für die Vergleiche benutzt werden. Der mittlere

Tabelle 1.

Füllgas	Dichte ϱ_{00}	Eveschе Zahl K_0 (0,760) [Ra-C-γ, 6mm Pb Filter]
Helium	01787	$1{,}00.10^9$ I
Neon	0890	4,25
Argon	17829	8,51
Krypton	3645	19,4
Xenon	572	31,9
Wasserstoff	008985	0,89
Luft	12928	5,08
Sauerstoff	14292	5,82
Kohlensäure	19768	8,70

Fehler der einzelnen Messungen ist nach Masuchs Aufzeichnungen bei diesen sowie auch den weiteren Zahlenwerten etwa mit ±1% anzusetzen; bei den Messungen für Wasserstoff und Helium beträgt der mittlere Fehler etwa ±4%. Da für alle Messungen ein und derselbe Strahlungsapparat verwendet wurde, spielen Abhängigkeiten der Ionisierungsstärke von Volumen, Kammerform oder sonstigen Apparatemerkmalen keine Rolle, sodass sämtliche Ergebnisse aufeinander zu beziehen sind. Die Abhängigkeit der Eveschen Zahl von der Dichte der betreffenden Füllgase ist in Figur 2 dargestellt. Die Ionisierungsstärke wächst also ungefähr proportional der Dichte an. Das Verhältnis K_0/Dichte[1], das in der Figur gestrichelt gezeichnet ist, zeigt, dass für die so gefilterte Ra-C-γ-Strahlung die Ionisationszunahme nicht genau dichteproportional erfolgt, sondern mit wachsender Dichte mehr ansteigt, als dem Dichteverhältnis entsprechen würde.



Figur 2. Abhängigkeit der Eveschen Zahl von der Dichte des Füllgases.

Kürzlich hat auch Ziemecki[2] auf den Vorteil der Anwendung von Krypton für Strahlungsmessungen hingewiesen und einige Zahlenangaben für das Verhältnis der Ionisierungsstärken durch radioaktive Gammastrahlen in Stickstoff, Argon und Krypton zu Luft bei Drucken von etwa 15 Atm. gemacht. Er erhielt danach

$$I_{N_2} : I_A : I_{Kr} = 0{,}49 : 1 : 2{,}66$$

während die Dichten im Verhältnis

$$\varrho_{N_2} : \varrho_A : \varrho_{Kr} = 0{,}77 : 1 : 2{,}06$$

stehen. Diese Daten für Argon und Krypton stimmen mit unseren Resultaten für eine Atmosphäre ungefähr überein ($I_A : I_{Kr} = 1:2{,}28$), jedenfalls zeigen sie dasselbe Verhalten in Abhängigkeit von der Dichte. Denn es nehmen die Ionisierungsstärken durch Ra-C-γ-Strahlung in grösserem Verhältnis als die Dichten ab oder zu.

3. Die Ionisation durch Höhen- und Umgebungsstrahlen.

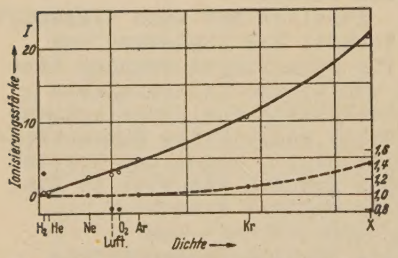
Um die Frage zu klären, ob die Ionisation auch für Höhenstrahlen gleiches Verhalten zeigt, wie vielfach bisher angenommen wurde, sind entsprechende Messungen der Ionisierungsstärken mit Umgebungs-(also γ-) und Höhenstrahlen an den genannten Gasen vorgenommen worden. Zunächst wurde die Wirkung der Höhen- und Umgebungsstrahlung ohne jede weitere Abschirmung in 110 cm über Boden auf einem allseitig 10 cm starken Bleipanzer ermittelt; es folgten, um die weicheren Komponenten auszuschalten, die Messungen im 5 cm Bleipanzer; und schliesslich war die Umgebungsstrahlung bis auf

1) Die Verhältnisse Ionisierungsstärke/Dichte sind in den Figuren bis auf einen konstanten Faktor angegeben.
2) St. Ziemecki, Nature 140, 150, 1937.

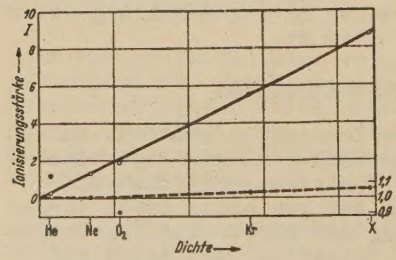
einen zu vernachlässigenden Betrag von einigen Promille abgeschirmt bei den Messungen im allseitig 10 cm Bleipanzer. Damit war also ein Vergleich der Ionisationswirkung der Strahlenarten möglich.- Die Messungen Masuchs wurden im Arbeitsraum des Potsdamer Höhenstrahlungslaboratoriums, die neuen Anschlussmessungen in Dahlem ausgeführt; sie entsprechen einander durch den in beiden Versuchsräumen vorhandenen ausgedehnten Beton-Eisenschrott-Panzer, durch welchen der Einfluss der Erdstrahlung und ihrer Schwankungen ausgeschaltet wird.- Sämtliche Ergebnisse sind in der Tabelle 2 zusammengestellt. Danach nehmen

Tabelle 2.

Füllgas	Ionisierungsstärken in Ionen $cm^{-3}sec^{-1}$ auf Panzer	im 5 cm Pb-Panzer	im 10 cm Pb-Panzer
Helium	0,50 I	0,30 I	0,26 I
Neon	2,40	1,29	1,27
Argon	4,89		2,45
Krypton	10,52	5,46	5,13
Xenon	21,25	8,77	7,83
Wasserstoff	0,31		0,14
Luft	2,91		1,60
Sauerstoff	3,23	1,88	1,78



Figur 3a. Ionisierungsstärke frei auf Panzer in Abhängigkeit von der Dichte des Füllgases.



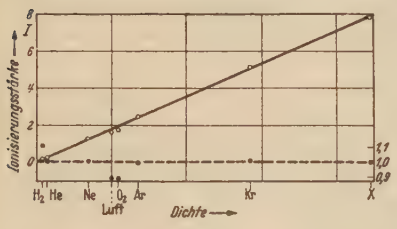
Figur 3b. Ionisierungsstärke im 5 cm Pb-Panzer in Abhängigkeit von der Dichte des Füllgases.

die Ionisierungsstärken in den einzelnen Gasen mit wachsender Gasdichte zu. Trägt man die erhaltenen Ionisierungsstärken in Abhängigkeit von der Dichte der Füllgase auf, so erhält man die in den Figuren 3 a bis c dargestellten Verläufe, wobei das Verhältnis I/Dichte auch hier wieder gestrichelt gezeichnet ist. Der besseren Uebersichtlichkeit halber sind die Ergebnisse in Figur 4 noch einmal zusammengestellt. Hierbei zeigt sich, dass bei den untersuchten Edelgasen nur für die harten Komponenten der am Erdboden wirkenden Höhenstrahlen die Ionisierung der Dichte des Gases direkt proportional ist. Das Verhältnis I/Dichte ergibt also in Abhängigkeit von der Dichte gezeichnet eine horizontale Gerade (Figur 4). Dagegen erhält man beim Uebergang zu weicheren Komponenten der Höhen- und Umgebungsstrahlung eine immer stärkere Krümmung der Kurve, je weicher die ionisierende Strahlung ist.

Für diese unterschiedliche Ionisierungsstärke mag im wesentlichen die Sekundärstrahlung aus den Ionisationskammerwänden massgebend sein[1].

1) J.Clay, Physica 2,811,1935.

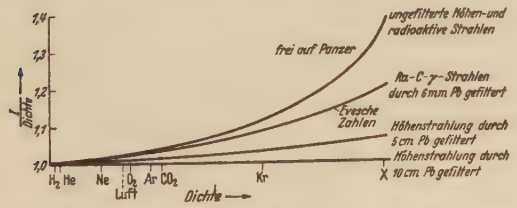
Die Trennung von Volumen- und Wandstrahlung haben neuerdings Clay und Mitarbeiter durch Messung der Ionisierungsstärke bis zu sehr hohen Drucken in besonderen Ionisationskammern untersucht[1]. Sie finden von einem gewissen Kammerdruck an einen linearen Anstieg der Ionisation und schliessen hieraus auf die absolute Ionisierungsstärke im Füllgas sowie auf die Energie und Reichweite der durch Gamma- und Höhenstrahlung in der Wand ausgelösten Elektronen. Hierbei ergab sich, dass Höhenstrahlen in der Wand etwa 2,5 mal energiereichere[1b] Elektronen als die Ra-C-γ-Strahlen erzeugen. Andrerseits ist nach Lenard[2] sowie Buchmann[3] die spezifische Ionisation energiereicherer Elektronen geringer als die energieärmerer. Es werden also durch Höhenstrahlen Elektronen mit geringerer spezifischer Ionisation aus der Wand ausgelöst als durch radioaktive Gamma-Strahlung. Da die Ionisation im Gas durch Elektronen proportional der Gasdichte ist[4], so wird die verschiedene Abhängigkeit der Ionisation durch Gamma- und Höhenstrahlung im benutzten Strahlungsapparat von der Gasdichte ohne weiteres erklärbar.



Figur 3c. Ionisierungsstärke im 10 cm Pb-Panzer in Abhängigkeit von der Dichte des Füllgases.

4. Die Reduktion mit dem Wiedervereinigungskoeffizienten.

Es fiel zunächst auf, dass bei allen Kurven die Ionisierungsstärken in Luft, Sauerstoff und Kohlensäure sowohl bei harten als auch bei weichen radioaktiven Strahlen unterhalb, in Wasserstoff oberhalb der Werte liegen, die sie entsprechend ihrer Dichte aufweisen sollten. Da bei Luft, Sauerstoff und Kohlensäure der Wiedervereinigungskoeffizient α der Ionen grösser, bei Wasserstoff kleiner ist als bei Edelgasen, war zu vermuten, dass α, definiert durch $dn/dt = -\alpha \cdot n^2$, hierbei eine gewisse Rolle spielt. So verweist beispielsweise Priebsch[5] bei seinen Messungen der Restionisation im Kolhörsterschen Strahlungsapparat auf das rasche Einsetzen von Wiedervereinigung innerhalb der Ionenkolonnen, deren Theorie und Anwendung auf Sättigungskurven von Jaffé[6]



Figur 4. Die Verhältnisse I/Dichte für die verschiedenen Strahlenarten in Abhängigkeit von der Gasdichte.

1) a J.Clay und M.A.v.Tijn, Physica 2,825,1935.
b J.Clay und H.F.Jongen, Physica 4,245,1937.
c J.Clay und K.Oosthuizen, Physica 4,527,1937.
2) P.Lenard, Kathodenstrahlen S.143.
3) E.Buchmann, Ann.d.Phys. 87,509,1928.
4) J.Clay, Physica 2,811,1935.
5) Josef A.Priebsch, Z.f.Phys. 93,22,1934.
6) G.Jaffe, Ann.d.Phys. (4)42,303,1913; Phys.ZS. 15,353,1914; ebenda 30,849,1929.

gegeben und von Diebener[1] experimentell bestätigt wurde. Die Abhängigkeit vom Druck untersuchten vor allem Hopfield[2], Wolf[3] und andere. Neuerdings gab Zanstra[4] eine gegenüber Jaffé wesentlich vereinfachte Formel zur Berechnung der Sättigungsionisierungsstärke an, auf die wir weiter unten zurückkommen werden. Wenn nun auch die Uebereinstimmung der von den einzelnen Autoren gefundenen Absolutwerte der Wiedervereinigungskoeffizienten[5] noch sehr zu wünschen übrig lässt, so sind doch die Relativwerte in erträglicher Uebereinstimmung und in sich durchaus vergleichbar. Ihre Mittelwerte sind in Spalte 3 der Tabelle 3 eingetragen.

Nach der Theorie der Kolonnenionisation von Jaffé und einer Umrechnungsmethode von Zanstra[4] lässt sich folgende Beziehung zwischen der beobachteten Ionisierungsstärke I und dem Sättigungswert I_s angeben:

$$\frac{1}{I} = \frac{1}{I_s}\left(1 + \frac{\alpha N_0}{8\pi D} \cdot f(x)\right).$$

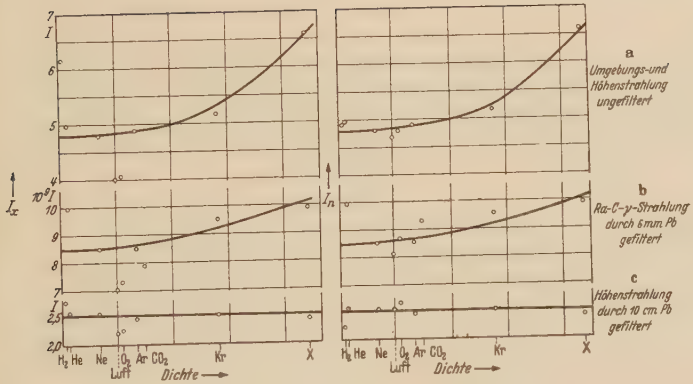
(Hierbei bedeuten: α der Wiedervereinigungskoeffizient; D der Diffusionskoeffizient; N_0 die Zahl der Ionenpaare pro Bahnzentimeter; $x = \text{Konst.}(\mu X/Dp)^2$; μ die Ionenbeweglichkeit; X die Feldstärke / cm; p der Druck in Atm.). Da in der Ionisationskammer sowohl Höhenstrahlen als auch α -, β- und γ -Strahlen zur Ionisation beitragen, so ist eine Festsetzung der Grösse N_0 zunächst nicht ohne weiteres möglich. Beispielsweise ergibt sich bei einem mittleren $N_0 = 1000$ für I_s/I ein Wert von 1,03 bis 1,07, wenn α zwischen seinen Extremen 10^{-6} bis 2.10^{-6} läuft. Der Ansatz von Zanstra wird also unseren Verhältnissen nicht ganz gerecht, da unsere auf gleiche Dichte bezogenen Ionisierungsstärken (Spalten 4,6 und 8 der Tabelle 3) prozentual weit mehr schwanken, als der errechneten Schwankung von I_s/I entsprechen würde. Das liegt höchstwahrscheinlich an dem grossen Pro-

Tabelle 3.

Gasart	ϱ	$\frac{\varrho_A}{\varrho_x}$	$\frac{\alpha_x}{\alpha_A}$	Umgebungs- und Höhenstr. ungefilt.		Zweifache Zahlen: Ko mit Rohr 6 mm Pb		Höhenstrahlung 10 cm Pb gefiltert	
	1	2	3	4 I_x	5 I_n	6 I_x	7 I_n	8 I_x	9 I_n
H_2	0,00009	19,84	0,80	6,15	4,92	17,65	15,89	2,78	2,22
Luft	129	1,38	1,16	4,02	4,66	7,01	8,13	2,21	2,56
O_2	143	1,25	1,19	4,04	4,80	7,28	8,66	2,23	2,65
CO_2	198	0,90	1,18			7,83	9,24		
A	178	1,00	1,00	4,89	4,89	8,51	8,51	2,45	2,45
He	018	9,98		4,99		9,98		2,59	
Ne	089	2,00		4,80		8,50		2,54	
Kr	365	0,49		5,15		9,51		2,51	
X	572	0,31		6,59		9,89		2,43	

zentsatz der Wandeffekte an der Gesamtionisierungsstärke im Kolhörsterschen Strahlungsapparat. Als Abschätzung können wir für unsere Messungen, wenn I_n die Ionisierungsstärke eines Normalgases mit dem Wiedervereinigungskoefizienten α_n ist, für die dichtereduzierten Werte I_x eines anderen Gases mit dem Wiedervereinigungskoeffizienten

1)K.Diebener, Phys.ZS. 32,181,1931; Ann.d.Phys. (5)10,947,1931.
2)J.J.Hopfield, Phys.Rev. 43,375,1933.
3)K.Wolf,Z.f.Phys. 75,570,1932.
4)H.Zanstra, Physica 2,817,1935.
5)Handb.d.Phys. XXII/1, S.379. Ueber Wiedervereinigungskoeffizienten liegen in der Literatur noch wenig Angaben vor, insbesondere fehlen sie für schwere Edelgase.



Figur 5.
Lage der Messpunkte I_x (a) und I_n (b) im Kurvenverlauf der Ionisierungsstärke in Abhängigkeit von der Gasdichte.

α_x bei Berücksichtigung der in der Tabelle 3 angegebenen Verhältnisse α_x/α_n ansetzen:

$$I_x\alpha_x = I_n\alpha_n = \text{konst.} \qquad \text{oder}$$

$$I_n = I_x\frac{\alpha_x}{\alpha_n} = \text{konst.}$$

In der Tabelle 3 sind die auf Argondichte bezogenen, d.h. mit dem Dichteverhältnis ϱ_A/ϱ_x multiplizierten Ionisierungsstärken I_x der einzelnen Gase in den Spalten 4,6 und 8 eingetragen; die Spalten 5,7 und 9 enthalten die auf Argon als Normalgas bezogenen Werte I_n. Die Figur 5a zeigt die Messpunkte I_x im Kurvenverlauf; 5b lässt deutlich erkennen, dass die Messpunkte I_n sich wesentlich besser dem Kurvenverlauf anschmiegen. Die Ionisierungsstärken I_n stimmen für die einzelnen Strahlenarten untereinander und mit den für Argon erhaltenen Werten sowie den auf Argondichte bezogenen Ionisierungsstärken der übrigen Edelgase überein, sodass der Ansatz $I_x\alpha_x = I_n\alpha_n$ gerechtfertigt erscheint. Es tritt natürlich auch hier noch deutlich der Gang mit der Dichte bei den weicheren Strahlen(Spalte 5 und 7 und Figur 5)hervor.

Um also Ionisationsbeobachtungen der Höhenstrahlung auf Luft als Normale, worauf ja alle absoluten Angaben bezogen werden, zurückführen zu können, ist die weitere Reduktion mit dem Wiedervereinigungskoeffizientenverhältnis α_x/α_n numindest eine Verbesserung.

Die Wiedervereinigungskoeffizienten für die Edelgase sind bisher nur für Argon bekannt. Da jedoch die lediglich dichtereduzierten Ionisierungsstärken in den Edelgasen einander gleich gefunden werden, so könnte man sogar weiter vermuten, dass die Wiedervereinigungskoeffizienten der Edelgase nahezu übereinstimmen werden.

Zusammenfassend wäre also zu sagen, dass die Ionisation durch Gamma- und Höhenstrahlung in derselben Ionisationskammer durchaus voneinander verschieden ist. Diese Tatsache bietet eine Möglichkeit, die Höhenstrahlung von anderen Strahlenarten durch gleichzeitige Beobachtung zweier Strahlungsapparate verschiedener Gasfüllung zu unterscheiden.

II.Abschnitt. Die Höhenmessungen.

1.Einleitung.

Die Möglichkeit, radioaktive γ-Strahlen von Höhenstrahlen durch gleichzeitige Beobachtung zweier Ionisationskammern verschiedener Gasfüllungen zu unterscheiden, lässt es zu, das von Kolhörster[1] gefundene und von Suckstorff[2] eingehender untersuchte Verhalten von Sperrschichten in der Atmosphäre näher zu prüfen.

Schon 1913 stellte Kolhörster auf einer Ballonfahrt über Böhmen in etwa 2,5 km Höhe eine Zunahme der Ionisation um 3,5 I gegenüber seinen auf früheren Fahrten in gleicher Höhe erhaltenen Werten fest[3]. Er deutete diese Zunahme als eine verstärkte Luftstrahlung, dass nämlich durch Leeböen, wie sie bei der damaligen Wetterlage bis zu diesen Höhen über dem Gebirgsrande auftraten, grössere Emanationsmengen in höhere Schichten heraufgetragen worden sind, zumal an diesem Messtage ausgeprägte Sperrschichten in verstärktem Maasse auftraten. Auch Wigand und Wenk[4] stellten bei direkten Emanationsmessungen neben der Abnahme der Emanationsmenge mit wachsender Höhe eine deutliche Emanationszunahme in der Höhe von Sperrschichten fest; sie fanden z.B. Konzentrationen von etwa 4.10^{-16} Curie pro cm^3 gegenüber der normalen Konzentration am Boden von etwa 1.10^{-16} Curie cm^{-3}.

Um den Einfluss der Sperrschichten näher zu untersuchen, unternahm Suckstorff eine grössere Anzahl von Messungen auf Türmen, von Flugzeugaufstiegen und Freiballonhochfahrten, die er in seiner Dissertation[5] ausführlich beschrieb. Die Messungen der Ionisierungsstärken ergaben im Mittel eine völlige Uebereinstimmung mit den Messungen von Kolhörster aus den Jahren 1913/1914. Lediglich die Ionisationswerte in den Luftschichten über 7,5 km sind höher als die von Kolhörster erhaltenen. Auffällig dagegen sind die unterschiedlichen Kurvenformen. Kolhörster hatte für seine Werte die Mittel aus den Differenzen über 10 und 20 Minuten Zeitdauer, auf die Minute berechnet, verwendet. Diese Art der Mittelbildung ergibt einen geglätteten Verlauf der Ionisationskurve ebenso ie bei den in dieser Weise bearbeiteten Messungen von Suckstorff, Masuch und mir (siehe hierzu Seite21). Geringe Differenzen in den Ionisationsstärken bei den einzelnen Fahrten erklärten sich dadurch, dass Wolken, in deren Höhe die Zunahme gefunden wurde, einen höheren Gehalt an radioaktiven Substanzen aufweisen können. Diese dienen nämlich als Kondensationskerne bei der Wolkenbildung. Jedenfalls zeigte die Auswertung der Fahrten Kolhörsters einen glatten Verlauf. Suckstorff konnte mit seiner inzwischen wesentlich verbesserten Messtechnik einzelne Messpunkte in die Diskussion ziehen und fand, dass diese Einzel-Werte bis zu 25 % vom Mittelwert der gemessenen Ionisation abwichen. Die Realität dieser Abweichungen sicherte Suckstorff durch die Uebereinstimmung in zwei

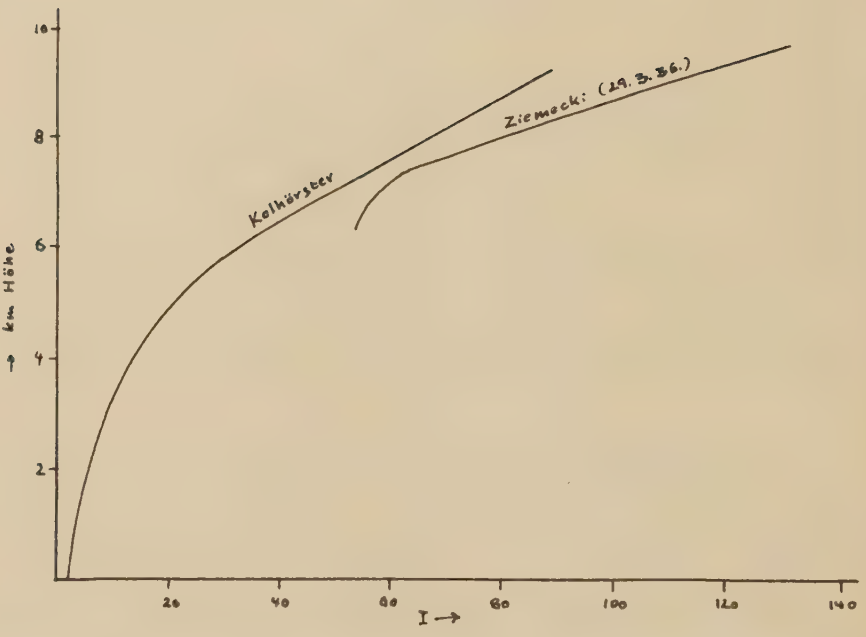
1) W.Kolhörster, Verh.d.D.Phys.Ges. 16,719,1914.
2) G.A.Suckstorff, Naturwiss. 20,506,1932.
3) W.Kolhörster, Phys.ZS. 14,1153,1913.
4) A.Wigand und F.Wenk, Ann.d.Phys. 86,657,1928.
5) G.A.Suckstorff, Dissertation Berlin, 1933.

Ionisationskammern[1]). Die Messungen von 100 zu 100 m mit einer Beobachtungszeit von etwa 3 bis 5 Minuten für jeden Wert zeigten bei beiden Apparaten gleichen Verlauf. Die Abweichungen vom glatten Kurvenverlauf als Sekundäreffekt der Höhenstrahlung zu deuten, ist wegen der Grösse der Abweichungen kaum möglich. Ein Vergleich mit der Temperatur-Druck-Kurve ergibt aber ganz auffällig, dass die Zunahme der Ionisation an das Vorhandensein von Sperrschichten gebunden erscheint. Dabei braucht allerdings nicht in jeder Sperrschicht oder Isothermie eine Ionisationszunahme aufzutreten. Denn es ist naturgemäss möglich, dass in entstehenden Sperrschichten sich die strahlenden Substanzen noch nicht in dem Maasse angereichert haben, um einen merklichen Einfluss auf die Ionisierung auszuüben. Der von Suckstorff gefundene Einfluss des Alters der Sperrschichten zeigt vielmehr, dass Sperrschichten sich erst langsam aktivieren. Jedenfalls fand Suckstorff keine Intensitätserhöhung, die nicht auf die Wirkung einer benachbarten Sperrschicht zurückgeführt werden konnte[2]). Die Ionisationszunahme prägte sich besonders ähnlich wie bei den Kondensationskernen[3]) im unteren Drittel aus.

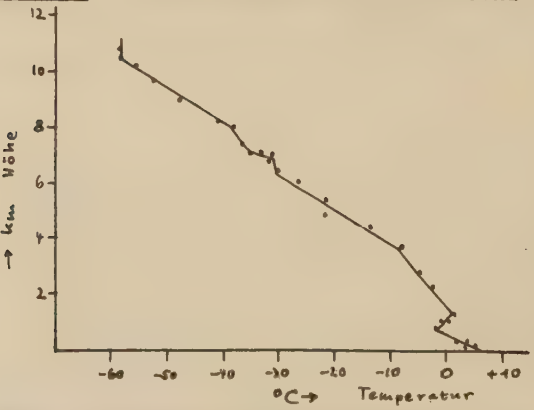
Analog zur Verteilung der aktiven Substanzen in den Sperrschichten der Troposphäre werden auch die aktiven Massen im unteren Teil der grossen Inversion (Stratosphäre), also etwa in den unteren Kilometern anzutreffen sein. Dann konnte der jahreszeitliche Gang der grossen Inversion mit der Höhe den Unterschied der Messungen von Kolhörster und Suckstorff in den Höhen über 7-8 km bedingen. Auf den Hochfahrten von Kolhörster in den Sommermonaten 1913 und 1914 wurde die Stratosphäre in 9,3 km wohl noch nicht erreicht, während Suckstorff bei seinen Fahrten in den Monaten Februar und März der Jahre 1933 und 1934 wahrscheinlich schon in die zu dieser Zeit in 8 bis 9 km beginnende Stratosphäre eindrang, zumindest aber gelangte er an ihren unteren Rand. Ebenso fand Masuch auf seinen Fahrten in 9,5 km höhere Werte als Kolhörster, da, wie aus der Temperaturschichtung an diesen Tagen hervorgeht, die grosse Inversion wohl schon erreicht wurde (s.S.29).

Ausser den speziell zum Zwecke der Untersuchung der Sperrschichteinflüsse unternommenen Aufstiegen zeigen auch die Messungen anderer Autoren deutliche Sperrschichteinflüsse, nämlich Ionisationszunahmen in Sperrschichten. In diesem Zusammenhange sei zunächst auf den Bericht über die Freiballonfahrt von Ziemecki und Narkiewicz-Jodko[5]) am 29.März 1936 hingewiesen. Die dort erhaltene Ionisationskurve ist in der Figur 6 wiedergegeben. Auffällig ist der sehr flache Anstieg der Ionisation von 6500 m bis etwa 7500 m und die darauffolgende gegenüber Kolhörster wesentlich raschere Zunahme bis 10000 m. Auch hier ist diese Zunahme ebenso wie in der Suckstorffschen Kurve auf die im März tiefer beginnende Stratosphäre am einfachsten zurückzuführen. Der verhältnismässig hohe Ionisations-

1) G.A.Suckstorff, Phys.ZS. 35,368,1934.
2) Eine Erhöhung der Freiluft-Ionisation am Erdboden beim Durchgang von Inversionen, d.h. beim Luftkörperwechsel ist bekannt (vgl.z.B. N.Weger, Gerl.Beitr. zur Geophysik 42,331,1934; G.A.Suckstorff, Diss.)
3) siehe z.B. auch K.Wölcken, Z.f.Geophys. 10,300,1934.
4) A.Wigand, Beitr.Phys.d.fr.Atm. 5,3,1913.
5) St.Ziemecki und K.Narkiewicz-Jodko, Nature 137,944,1936; Bull.Acad.Pol.(A) 1936,S.318.



Figur 6. Intensitätskurve nach Ziemecki und Narkiewicz-Jodko.

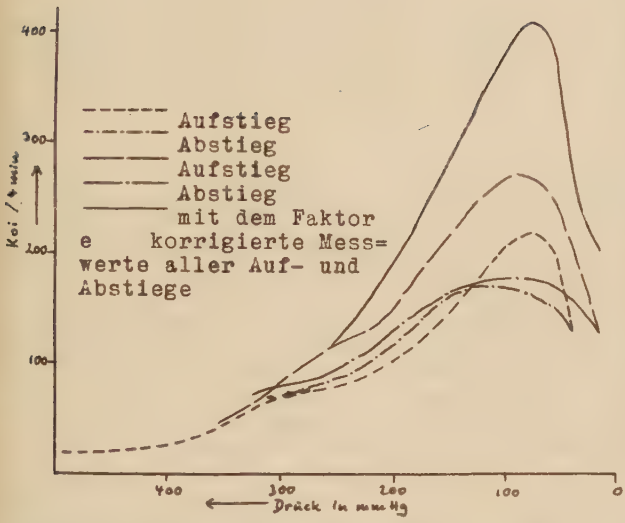


Figur 7. Temperatur-Druck-Kurve(29.3.36).

wert in 6500 m (etwa 14I zusätzlich zur entsprechenden Höhenstrahlenintensität) und der Verlauf bis 7500 m lassen sich zwanglos als Sperrschichteffekt erklären; denn die von den Verfassern angegebene Temperatur-Druck-Kurve (Figur 7) zeigt zumindest eine Unregelmässigkeit im Temperaturverlauf in dieser Höhe. Höchstwahrscheinlich liegt eine Isothermie oder eine ältere Inversion vor.

Ebenso findet sich bei Keen[1]) ein besonders hoher Ionisationswert in etwa 4 km Höhe, in welcher, wie aus dem Fahrtdiagramm einwandfrei hervorgeht, die untere Grenze einer ausgeprägten Inversion gelegen haben muss.

1) C.D.Keen, Journ.Frankl.Inst. 223,355,1937.



Figur 8. Intensitätskurven nach Pfotzer.

Aehnlich sind vielleicht auch die kürzlich von Pfotzer[1] veröffentlichten Messungen in der Stratosphäre durch eine Anreicherung von zusätzlichen Radioaktivitäten in Sperrschichten zu erklären. Pfotzer findet bei seinen Registrierballonaufstiegen mit einer Dreifachkoinzidenzapparatur im November wesentlich höhere Koinzidenzzahlen beim Auf- und Abstieg als bei zwei weiteren Fahrten im Sommer (Figur 8). Diese Abweichung wird von Pfotzer durch ein unterschiedliches Auflösungsvermögen der Zählrohre gedeutet. Für die Sommeraufstiege hatte er ein Auflösungsvermögen von $9{,}1.10^{-5}$ in 4-min-Einheiten, d.i. $2{,}2.10^{-2}$ sec gemessen. Damit entsprach beispielsweise den gezählten 212 Koi/4 min für 80 mm Hg ein Wert von 400 Koi/4 min als Summe der systematischen und zufälligen Koinzidenzen in dieser Höhe. Da Pfotzer für die gleiche Höhe am 2.11.35. 265 Koi/4 min, also rund 25 % mehr als im Sommer zählte, nahm er an, dass das Auflösungsvermögen der Zählrohre nicht das gleiche wie am 25.7. und am 12.8.35. sei; er errechnete daher, um am 2.11.35. auf gleiche Intensitäten wie im Sommer zu kommen, ein Auflösungsvermögen der Zählrohre von $1{,}4.10^{-2}$ sec. Würde man aber etwa für die Fahrt am 2.11.35. das gleiche Auflösungsvermögen, das für die Sommeraufstiege gemessen war, zugrundelegen, so ergibt sich als Summe der systematischen und zufälligen Koinzidenzen der Wert 500/4 min. Da den 400Koi/4 min im Sommer nach Pfotzer 285 systematische und 115 zufällige Koinzidenzen entsprechen, andrerseits die Anzahl der systematischen Koinzidenzen als konstant vorausgesetzt werden soll, so müssten im November also 215 zufällige Koinzidenzen gezählt worden sein. Dem Verhältnis von 215/115 zufälligen Koinzidenzen würde bei gleichem Auflösungsvermögen des Verstärkers nach der von Pfotzer angegebenen Formel im November eine Zunahme der Einzelstösse um etwa 25 % gegenüber der Zahl der Einzelstösse im Sommer entsprechen. Der Stossunterschied ist allerdings hoch, doch könnte vielleicht diese Erhöhung der Intensität Anfang November auch noch durch zusätzliche besondere Aktivitäten eventuell von Meteorschwärmen (Leoniden!) erfolgt sein. Wie weit sich ein derartiger Einfluss durch meteoritische Massen in der Ionisierungsstärke bemerkbar machen kann, wird weiter unten (s.S.37) ausgeführt.

1) G.Pfotzer, Z.f.Phys. 102,23,1937.

In einer Serie von vier Registrierballonaufstiegen mit einer offenen Ionisationskammer findet Regener[1] am 29.3.33. in grösseren Höhen eine wesentliche Zunahme der Ionisation (bei 30 mm Hg um 15 %) gegenüber den drei übrigen Fahrten. Regener entscheidet sich dahin, dass ein Sonnenfleck die Ursache dieser zusätzlichen Strahlung gewesen wäre. Man könnte aber auch hier an die Möglichkeit einer Einwirkung von Meteoriten denken, eine Erklärungsmöglichkeit, die auch Regener schon andeutet.

Die Annahme, dass es sich bei der zusätzlichen Strahlung um radioaktive Gamma-Strahlung handelt, kann, wie anfangs auseinandergesetzt, mit Hilfe der gleichzeitigen Beobachtung zweier Ionisationskammern verschiedener Gasfüllungen geprüft werden. Die ersten derartigen Messungen mit zwei Strahlungsapparaten wurden von Masuch mit Luft- bzw. Neonfüllung am 16.Juni 1933 und mit Luft- bzw. Kryptonfüllung am 13.Mai 1934 unternommen. Erst 1937 war es mir möglich, die Untersuchungen auf Freiballonfahrten systematisch weiterzuführen. Bei diesen Fahrten kam es zunächst darauf an, für möglichst kleine Höhenintervalle sichere Ionisationswerte zu erhalten und den Verlauf der Ionisierungsstärke in der Umgebung von Sperrschichten weiter zu klären. Sodann stand zu hoffen, dass aus dem unterschiedlichen Ionisationszuwachs in den Inversionen die Natur der Strahlung erkannt werden konnte.

Es ist wenig wahrscheinlich, dass die zusätzliche Ionisierung durch einen Einfluss der weichen Komponenten der Höhenstrahlung hervorgerufen werden. Da der Barometerdruck mit zunehmender Höhe immer geringere Schwankungen aufweist, müssten dann diese Buckel immer in gleicher Höhe angetroffen werden, was durchaus nicht der Fall ist(vgl.Figur 9; siehe aber auch Seite 25).

Nach bisheriger Kenntnis sind auch Uebergangseffekte als alleinige Ursache auszuschliessen; denn ein Uebergangseffekt könnte wegen des geringen Dichteunterschiedes der aneinandergrenzenden Luftkörper (= 1/273 X Temperaturdifferenz) einen nur sehr geringen Anteil gegenüber dem beobachteten Ionenüberschuss in Sperrschichten liefern. Wenn man andrerseits den Ionenüberschuss voll als Uebergangseffekt deuten wollte, so würde das Integral über die Intensitätskurve den Energieverlust in diesen Schichten darstellen. Bei gleicher Intensität der in die Erdatmosphäre einfallenden Höhenstrahlung müsste dann durch Ionisation und vor allem durch Sekundärenbildung ein merklicher Energieverlust eintreten, der in darunterliegenden Schichten eine Intensitätsabnahme hervorrufen sollte. Derartige Effekte etwa von der Grösse des Barometereffektes, z.T. sogar erheblich grösser, sind bisher aber nicht beobachtet worden. Ein Feuchtigkeitseinfluss[2] kommt ebenfalls nicht in Frage, da sowohl wolkenlose als auch wolkentragende Inversionen durchaus gleiche Effekte liefern. Um eine Sekundärwirkung von Höhenstrahlen wird es sich also bei dem gefundenen Ionenüberschuss, wenn überhaupt, so nur zu einem sehr geringen Teile handeln.

1) E.Regener, Phys.ZS. 34,820;880,1933.
2) Vgl.z.B. J.Barnóthy und Forró, Z.f.Phys. 100,742,1936.

2.Die Messungen.

Zu den Messungen wurden zwei Ionisationskammern nach Kolhörster benutzt. Die Konstanten der Apparate waren:

	Kapazität	Volumen	Füllung
Apparat 15	0,411 cm	2280 cm^3	Argon
Apparat 17	0,265 cm	2044 cm^3	Luft

Die Eveschen Zahlen wurden nach der auf Seite 4 angegebenen Methode ermittelt, die Reststrahlung wie üblich im Berlepsch-Schacht in Stassfurt für jeden Apparat gesondert bestimmt. Für die Messung der Temperaturverteilung in der Atmosphäre und des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft diente ein Assmannsches Aspirationspsychrometer, als Höhenmesser ein geeichter Druckmesser der Firma R.Fuess, den das Reichsamt für Wetterdienst zur Verfügung stellte .

Die beiden Ionisationskammern wurden zwischen den Korbleinen aufgehängt; das Aspirationspsychrometer war mit einer Schnur an den "kleinen Gänsefüssen" des Netzes befestigt und hing etwa 5 m ab vom Korbrand, sodass eine einwandfreie Temperaturangabe gesichert war.

Die Hauptmessungen wurden jeweils während der Aufstiege ausgeführt. Ein möglichst gleichmässiges langsames Steigen sollte gewährleisten, dass die erhaltenen Messpunkte etwa gleiches Gewicht erhielten. Im Durchschnitt wurde daher eine Steiggeschwindigkeit von etwa 0,4 m/sec eingehalten, sodass für einen Messwert in einer Schicht von 100 m Dicke eine Zeit von durchschnittlich 4 Minuten zur Verfügung stand. Die näheren Angaben über die einzelnen Fahrten sind aus der Tabelle 4 ersichtlich.

Tabelle 4.

Datum	Start	Landung	Ballon	Führer
17.1.37.	Ballonfüllplatz Bitterfeld	Breddin Kr.Ostpriegnitz	Dr.Max Jaeger	Trenner
14.2.37.	"	Gross-Schirma (Sachsen)	Bitterfeld XII	Trenner
28.2.37.	"	Christianshof b/ Templin	Dr.Pistor	Drechsler
7.3.37.	"	Lansitz Kreis Grünberg/Schl.	Dr.Pistor	Drechsler
14.3.37.	"	Fretzdorf b/ Wittstock	Tschammer-Osten	Scheffer
28.3.37.	"	Herrndorf b/ Glogau	Dr.Pistor	Trenner
2.5.37.	"	Senden Kreis Lüdinghausen	Dr.Pistor	Drechsler
6.5.37.	"	Stolzenburg Bez.Stettin	Tschammer-Osten	Drechsler
23.5.37.	"	Albersroda bei Laucha	Dr.Pistor	Drechsler
3-4.7.37.	"	Gut Düssin Kr.Hagenow Land	Tschammer-Osten	Drechsler
18.7.37.	"	Birkau bei Bautzen	Dr.Pistor	Schütze

Auch an dieser Stelle sei den Führern für die umsichtige Führung herzlich gedankt.

Schon auf der ersten Fahrt wurden zwei Inversionen in der Höhe von 400 bis 600 m und 1700 bis 2000 m sowie eine Isothermie in der Höhe von 900 bis 1200 m angetroffen. Um die beste Möglichkeit für die Durchführung der Messungen zu erproben, wurden die Sperrschichten mit verschiedenen Steiggeschwindigkeiten zweimal in jeder Richtung durchfahren. Es zeigte sich, dass wegen des grossen Gas- und Ballastverbrauches bei dieser Fahrweise für die folgenden Fahrten nur ein einmaliges Durchfahren der Schichten bei möglichst geringer Steiggeschwindigkeit in Frage kommen konnte, wenn mit den zur Zeit zur Verfügung stehenden Ballonen von 1200 cbm Grösse (auf den ersten beiden Fahrten wurden 900-cbm Ballone benutzt) bis zu einer möglichst grossen Höhe gemessen werden sollte.

Die Tabellen 5 und Figuren 9 geben die Messungen auf den einzelnen Fahrten wieder. Die Ionisierungsstärken in Argon sind dabei mit dem umgekehrten Dichteverhältnis und dem Verhältnis der Wiedervereinigungskoeffizienten multipliziert. Die in den folgenden Figuren und Tabellen angegebenen Ionisierungsstärken $\bar{I}$ für den Argonapparat sind also nach der Formel

$$\bar{I} = I_A \cdot \frac{\rho_{Luft}}{\rho_A} \cdot \frac{\alpha_A}{\alpha_{Luft}}$$

korrigiert.

Tabelle 5.

Die Messwerte der Ionisierungsstärke auf den Aufstiegen.
' bedeutet Messung während des Abstieges.

Höhe h in m	I_{Luft}	$\bar{I}_A$	Mittelwert I'	Beob.Dauer t in min
	17.Januar 1937.			
350	3,32	3,34	3,33	8
450	3,59	2,97	3,28	16
550	3,72	3,57	3,65	8
650	1,72	1,69	1,71	4
750	3,18	1,48	2,33	6
850	4,78	2,89	3,84	8
950	4,78	3,48	4,13	8
1050	4,65	5,04	4,85	8
1150	4,12	6,19	5,16	6
1250	2,91	5,04	3,98	8
1350	4,12	3,69	3,91	8
1450	3,45	4,05	3,75	12
1550	4,12	4,88	4,5o	10
1650	5,19	5,47	5,33	10
1750	6,56	5,35	6,00	14
1850	5,85	5,00	5,43	12
1950	5,72	5,12	5,42	10
2050	3,98	5,72	4,85	12
2150	3,98	5,24	4,61	10
	14.Februar 1937.			
325	3,51	3,88	3,70	45
480	3,78	3,77	3,78	25
555	4,50	2,38	3,44	7
600	3,11	4,37	3,74	10
700	3,65	5,88	4,77	6
795	2,03	2,88	2,46	7
880	3,95	4,12	4,04	11
970	4,06	3,64	3,85	16

h	I_{Luft}	$\bar{I}_A$	I'	t
1080	4,04	5,12	4,60	10
1160'	5,50	5,94	5,72	45
1205	4,63	4,23	4,43	17
1265	4,17	3,63	3,90	10
1310	3,81	5,62	4,72	8
1370	3,89	4,49	4,19	13
1460	5,88	5,63	5,75	11
1550'	4,70	6,13	5,82	3,5
1580	3,72	5,13	4,43	9
1715	9,37	7,50	8,44	4
1800'	5,31	5,57	5,44	4
1855	3,2o	3,38	3,29	6
1960	5,25	6,75	6,00	10
2070	6,47	5,13	5,80	16
2250'	6,64	4,09	5,37	4
2260	5,65	4,99	5,32	5
2560'	6,98	5,74	6,36	5
2585	5,65	7,48	6,57	7
2845	7,83	7,18	7,51	22
2885	8,32	8,37	8,35	16
2975	8,46	9,50	8,98	9
	28.Februar 1937.			
510	3,78	3,38	3,59	16
560	4,31	4,30	4,31	10
680	3,64	3,64	3,64	12
820	3,78	3,91	3,85	10
940	3,64	3,91	3,78	10
1100'	4,18	4,17	4,18	10
1160	3,64	3,88	3,76	11

h	I_{Left}	$\bar{I}_A$	I'	t
1460	5,38	5,08	5,23	10
1700	6,32	4,94	5,63	10
1700'	4,98	5,61	5,30	8
1870	4,44	5,48	4,96	10
2100	5,25	6,27	5,76	10
2320	6,45	7,05	6,75	10
2550	6,59	6,92	6,76	10
2810'	7,65	8,75	8,20	18
2830	8,71	7,18	7,95	10
3170	8,71	10,23	9,47	12
3480	10,86	11,53	11,20	12

7.März 1937.

350'	0,87	3,44	2,16	4
430	3,92	3,97	3,95	40
600	2,31	3,58	2,95	25
750	3,51	4,14	3,83	7
990	8,05	3,44	5,75	8
1270	4,58	6,22	5,40	5
1270'	3,24	3,33	3,29	6
1440	6,32	5,40	5,86	4
1600	3,65	4,25	3,95	4
1740'	5,38	6,22	5,80	5
1760	5,65	5,64	5,65	6
1950	4,31	7,14	5,77	5
2090	8,05	4,59	6,32	4
2100'	3,64	5,87	4,76	10
2170	4,31	5,98	5,15	4
2280	7,11	8,62	7,87	7
2510	6,05	7,48	6,77	7
2640'	11,55	8,40	9,98	8
2750	6,45	7,83	7,14	5
2930	9,50	6,79	8,23	7
3140	6,98	10,17	8,58	5
3320'	7,91	9,48	8,70	15
3400	9,50	9,82	9,66	9
3680	8,71	13,87	11,29	4
3800	11,20	12,32	11,87	16/24
3800'	11,80	---	11,80	16
4000	12,67	12,75	12,71	17

14.März 1937.

890	4,58	2,75	3,17	6
1200	4,04	5,75	4,90	8
1330	4,18	4,71	4,45	11
1360	4,31	5,40	4,91	10
1460	3,65	4,36	4,01	14
1500	4,58	4,83	4,71	23
1640	4,84	4,59	4,72	11
1660	5,11	4,58	4,85	5
1910	4,71	6,33	5,52	8
2140	5,52	5,64	5,58	15
2430	6,18	7,14	6,66	16
2460	6,05	8,18	7,12	8
2770	6,59	7,48	7,04	9
3080	8,05	8,96	8,51	16

h	I_{Left}	$\bar{I}_A$	I'	t
3400'	11,37	12,24	11,85	11/13
3570	11,11	11,29	11,20	9
3835	12,58	12,08	12,33	13/10
4140	13,79	14,99	14,39	10
4400	14,05	16,98	15,52	10
4440	14,30	15,68	14,99	6
4680	17,93	18,10	18,02	6

28.März 1937.

370	3,51	---	3,51	20
480	3,24	3,78	3,52	13
600	3,11	5,78	4,85	7
670	3,78	3,21	3,50	28
740	3,24	3,55	3,40	16
920	3,78	5,98	4,88	5
1080	3,91	4,02	3,97	9
1340	4,44	3,90	4,17	10
1680	4,17	5,17	4,67	14
2140	5,91	5,64	5,78	19
2540	6,84	7,03	6,94	10
2810	8,18	8,40	8,29	8
3100	8,71	8,87	8,79	10
3380	11,38	11,20	11,29	6
3680	11,63	10,53	11,08	11
3980	14,71	17,50	16,11	5
4170	16,64	14,56	15,60	5
4360	15,05	17,18	16,12	11

2.Mai 1937.

0	5,11	5,12	5,12	21
100	2,81	2,15	2,48	8
300	3,77	3,09	3,45	38/34
500	2,15	3,57	2,86	11
700	0,97	2,62	1,80	4
900	3,42	3,69	3,56	29
1100	3,84	4,65	4,25	14
1300	3,49	4,16	3,83	27
1500	4,09	3,57	3,78	40
1700	4,64	5,24	4,94	24
1900	4,94	5,12	5,03	75/77
2100	5,24	5,47	5,36	24
2300	4,81	5,35	5,08	50/48
2500	6,05	6,19	6,12	32
2700	7,06	6,66	6,86	68
2900	7,64	7,03	7,34	26

6.Mai 1937.

1300	2,97	3,09	3,03	11
1750	4,31	9,95	6,98	5
1910	5,11	4,72	4,92	5
2180	5,11	7,50	6,31	10
2500	8,28	8,43	8,36	10
2650'	5,78	6,80	6,29	12
2730	5,91	7,50	6,71	5
2870	8,03	6,21	7,12	6
2910'	8,19	7,67	7,93	10

h	I_{Luft}	$\bar{I}_A$	I'	t
3040	8,88	7,21	8,05	5
3170	8,88	9,95	9,42	5
3340	9,40	10,20	9,80	5
3500	10,73	7,71	9,22	5
3520'	7,38	8,43	7,92	11
3740	9,12	11,20	10,16	5
3890	12,40	9,71	11,06	5
4320	16,33	16,20	16,27	25
4800	17,58	18,96	18,27	30
5200	19,22	20,46	19,84	45

23.Mai 1937.

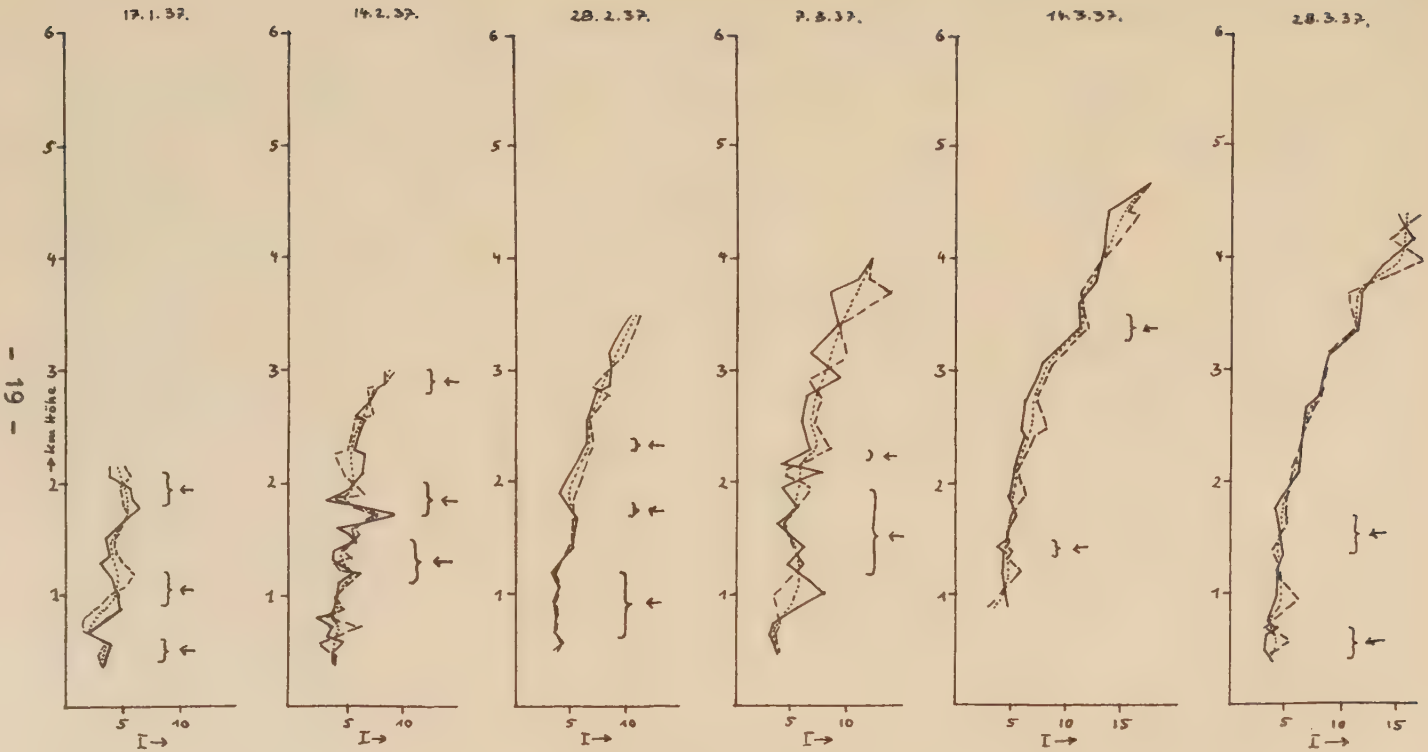
750	10,79	4,20	7,50	2
820	3,02	12,08	7,55	2
910	2,35	3,55	2,95	2
1050	3,02	0,66	1,84	4
1150	9,72	3,94	6,33	2
1230	1,41	1,58	1,50	4
1370	4,76	4,63	4,70	4
1520	1,68	5,92	3,80	4
1660	6,10	4,20	5,15	4
1710'	5,16	4,2o	4,68	10
1760	7,44	3,55	5,11	4/6
1890	3,42	15,36	9,39	4/2
2020	4,36	2,24	3,30	4
2110	4,76	6,56	5,66	4
2150'	5,57	6,97	6,27	10
2200	5,03	5,92	5,48	4
2370	5,70	5,78	5,74	6
2520	5,03	6,57	5,80	4
2620	5,43	5,65	5,54	10
2720	8,11	5,25	6,68	5
2840	7,44	8,14	7,79	4
2930	7,04	7,49	7,27	4
2930'	7,71	7,87	7,79	20
3030	6,10	8,14	7,12	4
3100'	7,98	9,18	8,58	15
3150	8,38	7,87	8,13	4
3290	11,06	9,45	10,26	4
3410	7,44	10,50	8,97	4
3450'	12,53	10,64	11,59	11
3540	12,00	8,40	10,20	6
3700	8,78	12,74	10,76	4
3850	12,80	11,82	12,31	4
3870'	10,12	12,08	11,18	10/12
3890	10,39	11,44	10,93	4
4000	10,39	16,42	13,41	4
4110	10,39	15,36	12,88	4
4210	13,74	11,4412,59		6
4450	17,76	14,31	16,04	6
4600'	15,62	17,58	16,60	12
4650	16,15	17,73	16,94	4
4800	15,08	16,41	15,75	4
4950	23,52	21,95	22,74	4
5180	21,38	18,64	20,01	6
5420	22,18	25,85	24,01	6
5700	27,54	27,18	27,40	6/4

3.-4.Juli 1937.

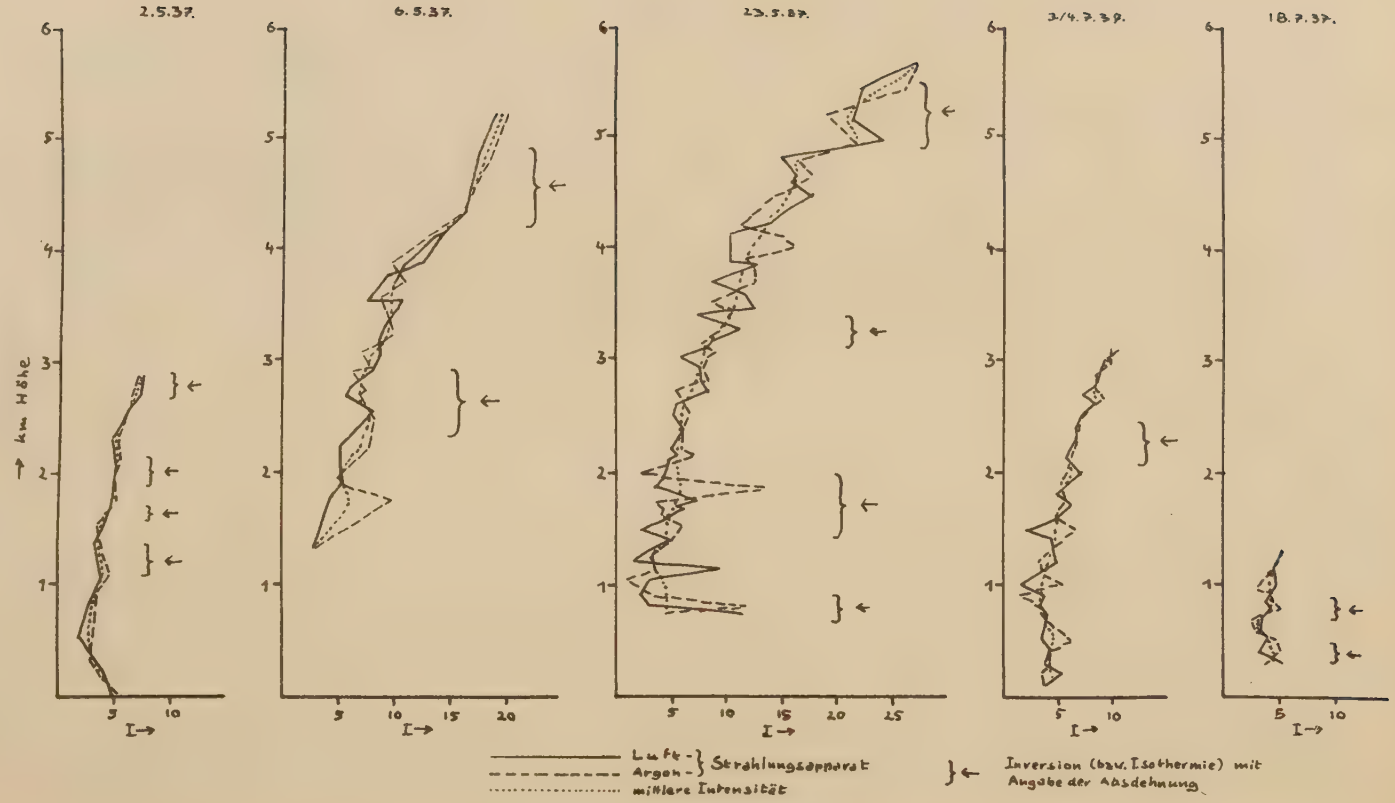
100	4,29	4,27	4,28	44
200	5,21	3,57	4,39	39
300	3,78	4,20	3,99	62
400	4,23	4,23	4,23	85
500	3,76	6,30	5,03	5
700	3,83	3,73	3,78	22
800	3,61	3,36	3,49	16
900	3,61	1,35	2,48	10
1000	1,59	5,10	3,35	5
1100	3,76	3,60	3,68	5
1200	4,85	3,30	4,08	10
1400	4,46	5,62	5,12	20/25
1500	2,21	6,60	4,41	5
1600	5,08	4,58	4,83	23
1700	6,09	5,51	5,90	10
1800	5,00	---	5,00	8/-
1900	5,86	5,41	5,64	40
2000	7,19	5,87	6,53	17
2100	5,68	5,58	5,63	20/25
2200	6,18	6,42	6,30	46
2300	6,71	6,68	6,70	50/45
2400	6,41	6,77	6,59	47
2500	7,34	6,85	7,10	66
2600	8,26	8,10	8,18	10
2700	7,27	9,14	8,35	15/20
2800	8,69	8,53	8,61	57/60
2900	8,82	8,52	8,67	45
3000	9,25	9,69	9,47	70/65
3100	10,27	9,78	10,03	45

18.Juli 1937.

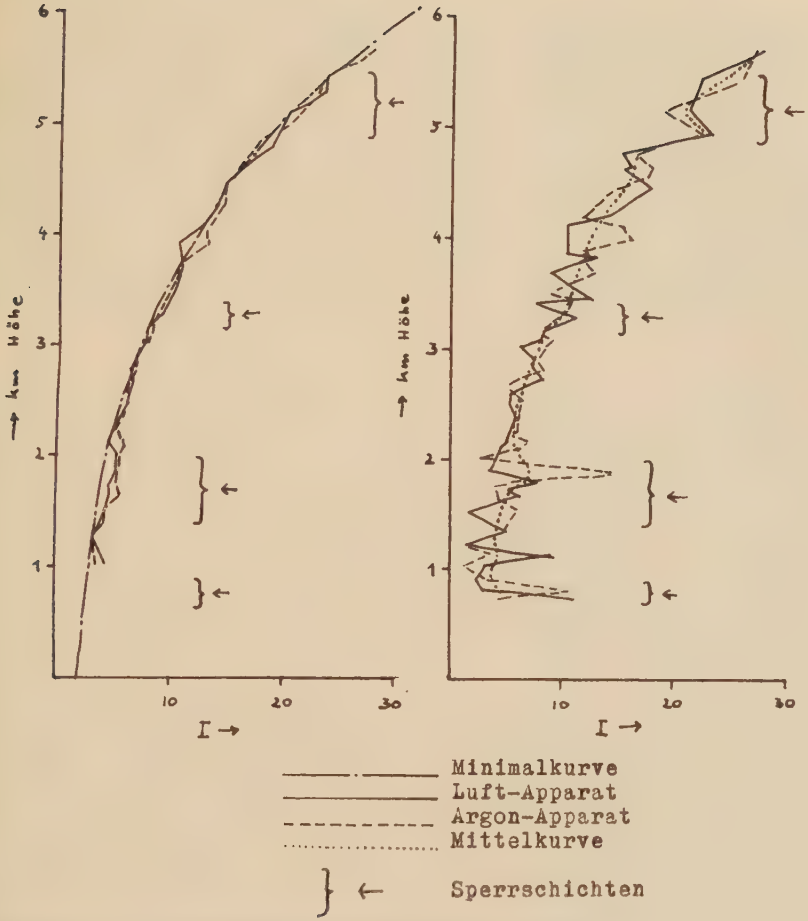
350	4,98	4,39	4,69	35
420	3,28	5,19	4,24	10
540	4,07	4,88	4,47	10
600	3,61	2,97	3,29	15
720	3,46	2,64	3,05	10
780	4,53	5,19	4,84	15
840	3,77	4,72	4,25	22
900	4,14	4,56	4,35	20
960	4,84	3,12	3,96	20
1140	4,53	4,39	4,46	15
1200	5,00	4,88	4,94	5
1340	5,17	5,04	5,11	15



Figur 9. Intensitätskurven.



Figur 9. Intensitätskurven.



Figur 10. Zur übergreifenden Mittelbildung.

3. Die Aktivität der Sperrschichten.

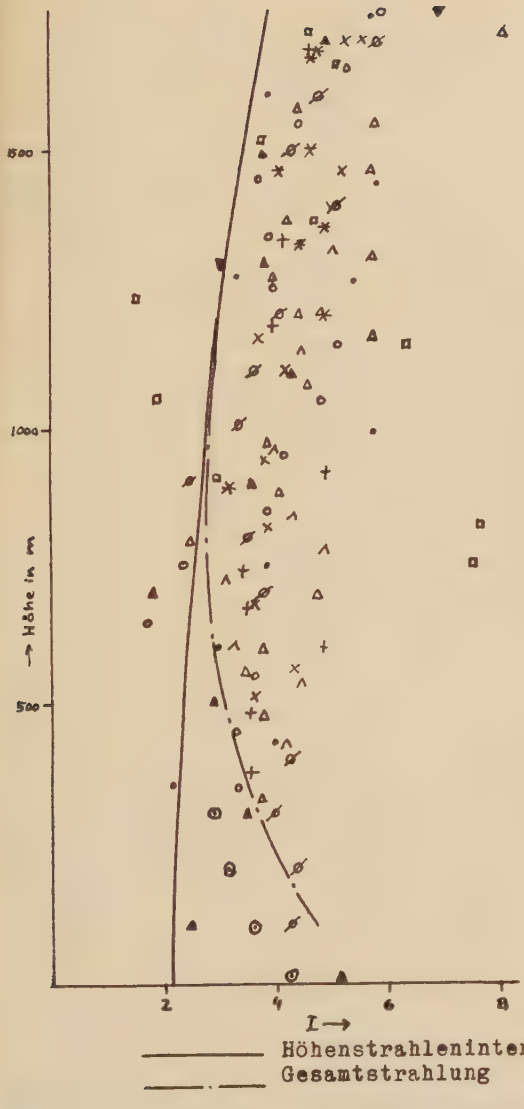
In den Figuren 9 sind die gemessenen Intensitätswerte beider Apparate gezeichnet und die etwa mittleren Intensitäten jeweils durch die punktierten Kurven angegeben. Die Temperatur-Inversionen (und Isothermien) sind durch Pfeile angezeigt; ihre Dicke ist durch den Höhenbereich der geschweiften Klammern kenntlich gemacht. Beide Apparate zeigen bis auf die absolute Grösse der Ionisierungsstärke übereinstimmenden Verlauf. Der Fehler der Einzelmessung ist bei Berücksichtigung der Schätzungs- und Ablesefehler in beiden Apparaten mit $\pm$ 6 I/Zeitdifferenz in min anzusetzen. Die beobachteten Abweichungen vom glatten Verlauf der Intensitätskurve überschreiten in ihren Amplituden diese Grösse aber beträchtlich. Die grösseren Abweichungen voneinander, die z.B. auf den Fahrten am 7.3. und 23.5.37. auftraten, sind durch zu geringe Zeitintervalle und dadurch grössere Messfehler bedingt. Wie weit aber unter

Umständen eine übergreifende Mittelbildung etwaige Sperrschichteinflüsse abschwächen kann, zeigt das Beispiel der Fahrt am 23.5.37. In der Figur 10 sind nebeneinander die gemessenen 4-Minuten-Werte und die übergreifenden Mittelwerte für 20 Minuten[1] eingetragen. Neben der wesentlich geringeren Intensitätsschwankung treten Sperrschichteinflüsse nur sehr gering hervor. Das liegt vor allem daran, dass die Schicht, die mit zusätzlichen Aktivitäten angreichert ist, kaum dicke bei älteren Inversionen sogar schwächer ist als die Höhendifferenz von 100 m, die bei den Fahrten in etwa 4 min durchflogen wurde. Es ist zwar auch in dem gegebenen Beispiel (Fahrt am 23.5.37.) noch ein deutlicher Einfluss der Sperrschicht in 1400 bis 2000m wahrnehmbar; jedoch kann eine zusätzliche Aktivität bei dieser Darstellung nicht ohne weiteres gefunden werden. Daher ist es zweckentsprechender, die Einzelwerte und nicht etwaige Mittel über längere Zeiten der Betrachtung zugrunde zu legen.

Zunächst fällt sofort auf, dass sich die Intensitätserhöhungen gegenüber dem normalen Kurvenverlauf zu den Inversionen zuordnen lassen. In den allermeisten Fällen wird die Hauptwirkung der Zusatzstrahlung im unteren Drittel von Sperrschichten gefunden. Besonders deutlich erkennt man dies etwa am 14.2. in 1700 m, am 7.3. in 1300 m und am 23.5.37. in 5000 m Höhe. Gelegentlich wurde an den oberen Grenzen der Inversionen (oder Isothermien) auch noch eine geringe Zunahme der Ionisation gemessen wie z.B. etwa am 14.2. in 2000 m, am 7.3. in 1900 m und am 6.5. in 3100 m Höhe. Die ausgeprägtesten Intensitätsüberschüsse wurden immer in der Höhe eines Cu-Wolkenfeldes (z.B. am 28.2. in 1750 m, am 7.3. in 1200 bis 1900 m (Stratocum.), am 2.5. in 1000 m und am 6.5. in 2500 m Höhe) oder in einer Dunstschicht (z.B. am 17.1. in 500 m , am 14.3. in 1300 m und am 3./4.7. in 2300 m Höhe) beobachtet. Die Fahrt am 28.3. zeigt einenverhältnismässig glatten Verlauf oberhalb 1000 m; erst in 4000 m wurde ein wesentlicher Ueberschuss gemessen. Dieser Effekt ist ohne weiteres dadurch zu erklären, dass an diesem Tage starkes Schneegstöber von 1500 bis 4000 m herrschte. Durch die sehr ausgeprägten Vertikalbewegungen der Luft werden die Aktivitäten gleichmässig in diesen Schichten verteilt worden sein, während die über den stark wirbelnden Alto-Cumuli liegende Isothermie überhaupt nicht in Mitleidenschaft gezogen worden ist, sodass dort eine Anreicherung aktiver Substanzen eintretenkonnte. Jedenfalls ist auch bei dieser Mess-Serie in keinem Falle eine über den Messfehler hinausgehende Ionisationszunahme gefunden worden, die nicht mit dem Vorhandensein einer Inversion oder Isothermie in Verbindung zu bringen wäre. Auch einUnterschied in den Tag- und Nachtmessungen konnte bisher nicht gefunden werden.

Die grösseren Ionisationswerte auf allen Fahrten in dem ersten Höhenkilometer sind auf die dort fast stets angetroffenen Inversionen zurückzuführen. In diesen werden vor allem die Bodenemanationen des Radiums wirksam sein. Auf der Fahrt am 2.5. wurde eine Zwischenlandung bei Halle a.S.(Porphyrgegend, Braunkohlentagebau) vorgenommen. Es gelang bei ruhigem Wetter Ionisationswerte bis zum Erdboden zu erhalten. Weitere Messpunkte in Bodennähe wurden dann auf den beiden Fahrten am 3./4.7. und 18.7. gewonnen. Die Kurve (Figur 11) durch alle diese Messpunkte zeigt, dass mit abnehmender

1) Vgl.z.B. W.Kolhörster, Abh.Naturf.Ges.Halle, 1914, Nr.4; siehe hierzu auch Seite 11 .

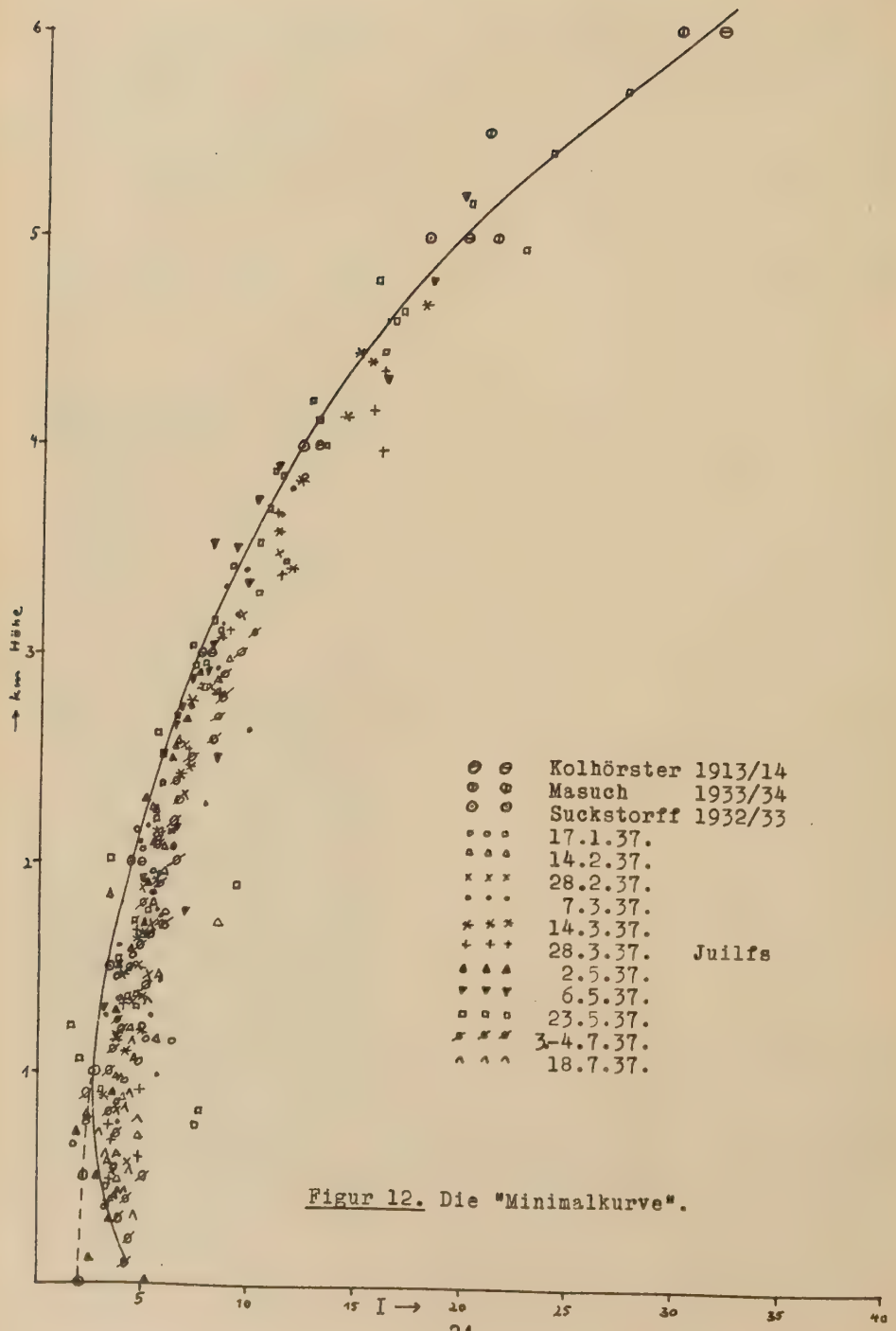


Figur 11. Der Einfluss der Bodenaktivität (Bezeichnungen siehe Figur 12)

Entfernung vom Boden die Ionisation von 1000 m nach abwärts rasch zunimmt. Zieht man die aus anderen Messungen bekannte Höhenstrahlungsintensität ab, so erhält man den Absorptionsverlauf der vom Boden herrührenden Aktivität(Erdstrahlung)[1].

Der Verlauf der Ionisationskurven der einzelnen Fahrten, der jeweils in Inversionen Ausbuchtungen zu höheren Ionisierungsstärken hin aufweist, lässt erkennen, dass die Höhenstrahlenintensität nur durch die Minimalkurve der Messpunkte bestimmt sein kann(siehe Figur 12). Der in der Höhe von etwa 1700m auf allen Fahrten gemessene Buckel in der Absorptionskurve mag in der Hauptsache durch die in dieser Höhe fast stets angetroffenen Sperrschichten erklärt werden. Es ist aber nicht ausgeschlossen, dass man ihn etwa als das Ende der Reichweite der weichen schauerauslösenden Höhenstrahlenkomponente deuten könnte, wie auch der Gang des Absorptionskoeffizienten (s.S.32)zeigt. Die in Figur 12 durchgezogene Linie stellt die Minimalkurve dar, die die Intensität der Höhenstrahlung in den Höhen über 1000 m angibt. Die vom Boden bis 1000 m gemessenen Intensitätswerte sind durch Erdstrahlung entstellt. Eine Extrapolation auf die Höhe Null aus den Werten herab bis 1000 m würde fürdie Ionisation durch Höhenstrahlung den Wert 2,1 I (über festem Erdboden) ergeben; dieser Wert ist in guter Uebereinstimmung mit dem von Suckstorff bei seinen Messungen über See erhaltenen von 2,08 ± 0,07 I und, wie zu erwarten, eine Kleinigkeit höher.

1) Vgl.G.A.Suckstorff, Dissertation Berlin 1933.



Figur 12. Die "Minimalkurve".

Tabelle 6.

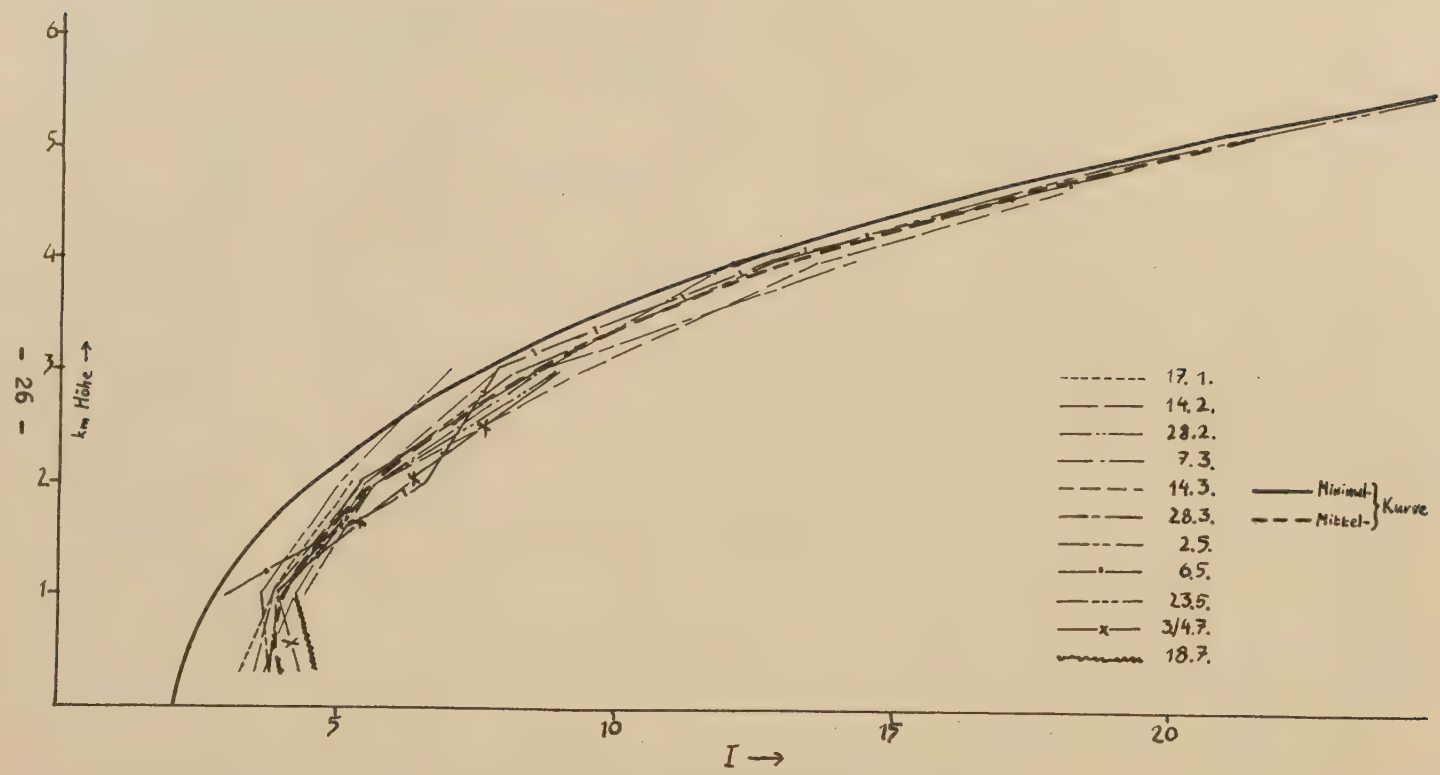
1000 m Mittelwerte der Ionisierungsstärke I.

(Die Zahlen in Klammern bedeuten die Beobachtungsdauer in min)

Höhen-kilometer	0	1	2	3	4	5	6
Fahrt am							
17.1.	3,29 (48)	3,84 (152)	5,21 (156)				
14.2.	3,73 (140)	4,26 (262)	5,48 (124)	7,76 (118)			
28.2.		4,00 (178)	5,70 (96)	8,77 (124)			
7.3.	3,79 (88)	3,95 (110)	5,70 (90)	8,60 (112)	12,10 (98)	(4680m)	
14.3.		4,42 (122)	5,66 (150)	9,23 (74)	13,56 (94)	18,02 (12)	
28.3.	3,51 (46)	3,85 (150)	5,32 (66)	8,58 (68)	14,31 (64)		
2.5.	3,79 (142)	3,66 (200)	5,04 (418)	6,98 (188)			
6.5		3,03 (22)	6,59 (50)	7,81 (112)	12,81 (98)	19,24 (150)	(5700m)
23.5.		4,04 (40)	5,40 (108)	8,12 (178)	12,81 (98)	19,02 (72)	27,40 (10)
3.-4.7.	4,32 (466)	3,97 (190)	6,26 (556)	8,86 (554)			
18.7.	4,59 (90)	4,25 (290)					
						(4850m)	(5700m)
Mittel	4,02 (1020)	4,03 (1716)	5,65 (1814)	8,36 (1528)	12,87 (432)	19,11 (234)	27,40 (10)
Minimalkurve	2,1	2,8	4,5	7,5	12,2	18,3	27,2
Ueberschuss	1,9	1,2	1,2	0,9	0,7	0,8	0,2
						5km	6km
Kolhörster	-	-	5,5	8,8	13,7	20,8	32,6
Suckstorff	2,08	2,70	4,50	7,60	12,20	18,2	-

Mittelt man die Werte der Ionisierungsstärken der einzelnen Fahrten über je 1000 m(Tabelle 6), so liegen diese Mittelwerte sehr nahe an der Minimalkurve und stimmen mit den Werten von Kolhörster und Suckstorff fast genau überein. Der Ionenüberschuss wird in den unteren Schichten vor allem durch das Vorhandensein der Erdstrahlung und in den oberen Schichten fast nur durch zusätzliche Aktivitäten erklärt. Um einen Vergleich zu haben, sind in der Figur 13 die Mittelwerte der einzelnen Fahrten aufgetragen.

In der Tabelle 7 sind die auf den einzelnen Fahrten angetroffenen Sperrschichten und Isothermien zusammengestellt und die Differenzen aus den beobachteten Ionisierungsstärken und den entsprechenden aus der Minimalkurve entnommenen Höhenstrahlenintensitäten in Vergleich dazu gesetzt. In Abhängigkeit von der Höhe sind die errechneten Emanationskonzentrationen in Figur 18 aufgetragen. Wird der Ueberschuss auf Konzentration radioaktiver Substanz ent-



Figur 13. Intensitätsmittel über je 1000 m.

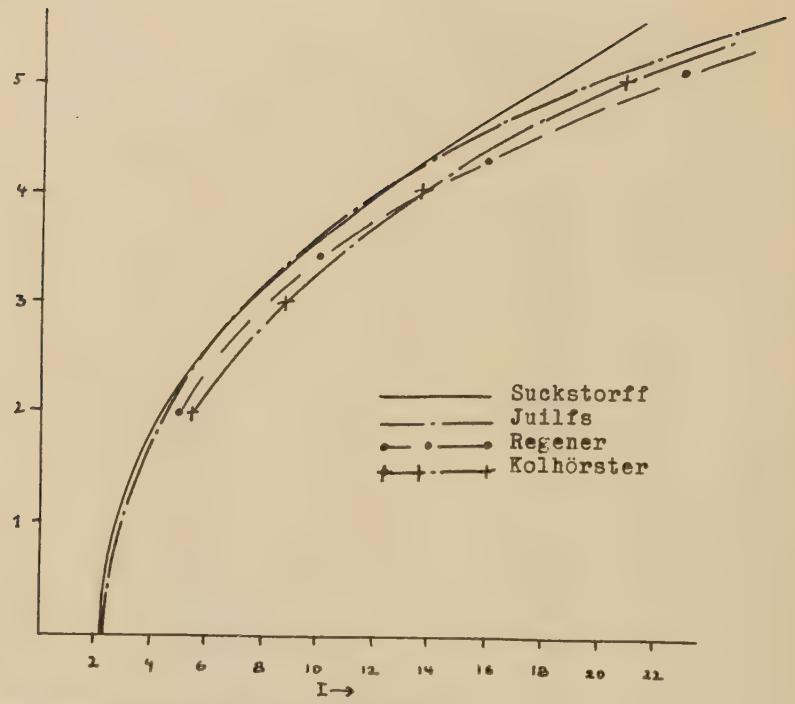
Tabelle 7.

Die Ionisationszunahme in den Sperrschichten.

Höhe	Fahrt am	Inversion od. Isoth.	Ionen-Ueberschuss	ϱ in Curie cm^{-3}
350- 500	18.7.	Inv.	2,40	$25{,}0.10^{-16}$
400- 600	17.1.	Inv.	1,30	13,0
400- 700	28.3.	Inv.	0,98	9,8
600-1200	28.2.	Iso.	1,13	11,9
700- 900	23.5.	Inv.	3,71	40,4
700- 900	18.7.	Inv.	1,51	16,3
900-1200	17.1.	Iso.	1,72	18,3
1100-1500	14.2.	Iso.	1,40	14,9
1150-1350	2.5.	Iso.	0,47	5,1
1200-1900	7.3.	Inv.	1,13	12,7
1300-1450	14.3.	Inv.	0,74	8,1
1350-1750	28.3.	Iso.	0,71	7,8
1400-2000	23.5.	Inv.	1,32	14,9
1550-1700	2.5.	Inv.	1,00	11,4
1700-1800	28.2.	Inv.	1,13	13,2
1700-2000	14.2.	Inv.	1,18	13,5
1800-2000	17.1.	Inv.	1,03	12,8
1850-2150	2.5.	Iso.	0,52	6,1
2050-2450	3/4.7.	Inv.	1,15	14,6
2200-2300	7.3.	Iso.	2,16	26,5
2300-2400	28.2.	Inv.	1,15	14,1
2300-2900	6.5.	Iso.	1,00	12,2
2700-2900	2.5.	Iso.	0,75	9,8
2800-3000	14.2.	Inv.	1,12	14,3
3150-3400	23.5.	Inv.	1,31	18,3
3300-3500	14.3.	Inv.	2,09	21,4
3700-4200	28.3.	Iso.	2,63	23,2
4700-4900	6.5.	Inv.	0,96	12,5
5000-5500	23.5.	Iso.	0,96	16,9

Werte nach Buckstorff Dissertation

51	0,53
250	1,03
290	0,22
360	0,26
367	0,95
387	0,87
400	0,98
450	0,33
550	0,35
800	2,0
991	0,37
1650	1,60
1835	1,40
2200	2,5
3500	2,30
3900	3,0
5000	7,0
9000	18,0



Figur 14. Vergleich der Intensitätskurven.

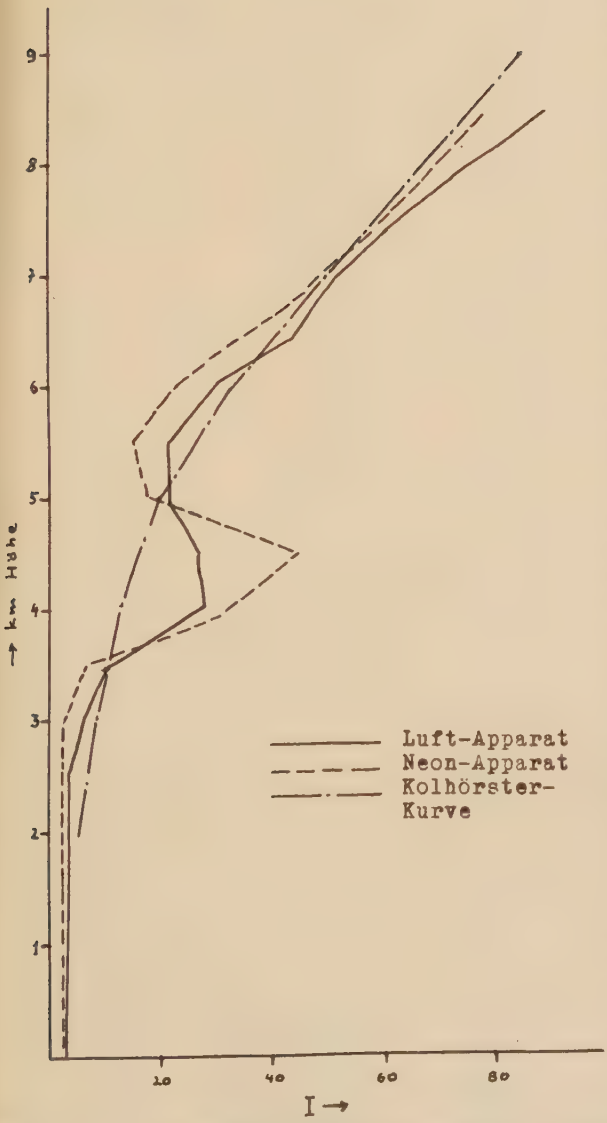
sprechend

$$\varrho = \frac{q\mu}{4\pi \cdot K_o}$$

($\varrho \sim$ Anzahl der g Ra /Volumeneinheit, μ =Absorptionskoeffizient der Strahlung in Luft, K_o = auf Seite 4 definierte Evesche Konstante) umgerechnet, so ergibt sich Tabelle 7, in der vergleichsweise auch die von Suckstorff erhaltenen Werte enthalten sind. Auf die Tatsache, dass der Ionenzuwachs Emanationskonzentrationen von mehr als 5.10^{-16} Curie/cm^3, d.h. stets mehr als die Emanationskonzentrationen der bodennahem Luftschichten von normalerweise $1,10^{-16}$ Curie/cm^3 ergibt, gehen wir weiter unten ein. Jedenfalls sprechen Figuren 9 für die Annahme, die Ionisationszunahme in den Sperrschichten der Atmosphäre durch zusätzliche Strahlung radioaktiver Substanzen zu deuten.

4. Masuchs Hochfahrten.

Wie weiter oben erwähnt, führte Masuch am 16.Juni 1933 und 13.Mai 1934 zwei Freiballonhochfahrten aus. Auf beiden Fahrten sollten die Ionisationsverhältnisse über 5000 m bei gleichzeitiger Beobachtung zweier Strahlungsapparate untersucht werden. Auf der ersten Fahrt wurden die Ionisierungsstärken in Luft und in Neon gemessen. Die Figur 15 und Tabelle 8 geben die erhaltenen Werte.



Figur 15. Die Freiballonhochfahrt am 16.6.33.

Beide Kurven zeigen in Uebereinstimmung miteinander einen durchaus glatten Verlauf; eine ausgeprägte Sperrschicht in 4500 m erklärt den Ionisationszuwachs in dieser Schicht. Die Uebereinstimmung mit den Kolhörsterschen Werten, die ja ebenfalls im Sommer gemessen waren, lässt darauf schliessen, dass auch die untere Grenze der grössen Inversion noch nicht erreicht worden ist. Auf der zweiten Hochfahrt am 13.Mai 1934, bei der Masuch den Tod fand, war eine Ionisationskammer mit Luft, die andere mit Krypton gefüllt. Nur knappe Aufzeichnungen Masuchs von der Fahrt sind erhalten geblieben. Es wurde versucht, aus früheren Aufzeichnungen Masuchs und seiner Studienkameraden die Spannungseichkurven und Konstanten der schwer beschädigten Apparate zu ermitteln. Die angegebenen Temperaturverhältnisse habe ich aus den Wetterberichten für die unteren Schichten, in denen ausgeprägte Inversionen an diesem Tage vor allem in den ersten 2000 Metern vorhanden waren, und Bordbuchaufzeichnungen entnommen. Die Angaben über Ballastverbrauch in den Höhen von 8900 bis 9700 m und die Notiz "Ballon schwimmt" um 9^h23, d.h. in 9300 m Höhe, lassen auf eine sehr stark ausgeprägte Sperrschicht in dieser Höhe schliessen. Es liegt die Vermutung nahe, dass hier schon die beginnende Stratosphäre angetroffen wurde. Die letzten Aufzeichnungen sind um 9^h45 in 10300 m Höhe gemacht worden. Die erhaltenen Ionisationskurven sind in Figur 16 bzw. Tabelle 9 gezeichnet. Die

Tabelle 8.

Freiballonhochfahrt am 16.Juni 1933.

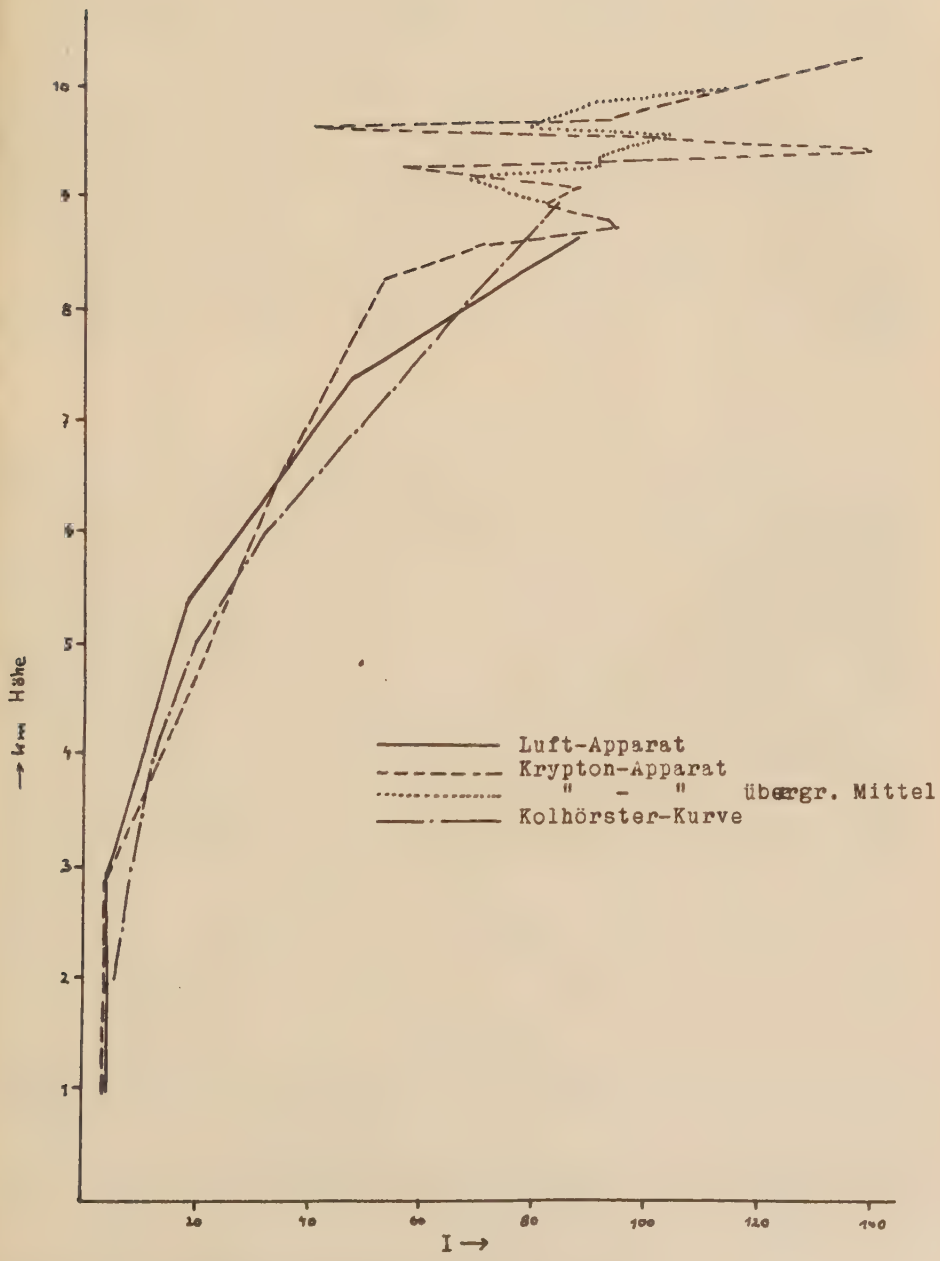
Mittlere Intensitäten(nach Aufzeichnungen von Masuch)

Höhe in km	I_{Luft}	$I_{Ne} \cdot \frac{\rho_{Luft}}{\rho_{Ne}}$	$I_{Ne} \frac{\rho_{Luft}}{\rho_{Ne}} \cdot \frac{\alpha_{Ne}}{\alpha_{Luft}}$
0	3,1	1,5	1,74
0,5	3,2	1,8	2,08
1,0	3,3	1,5	1,74
1,5	3,0	1,5	1,74
2,0	3,0	1,4	1,63
2,5	3,8	2,0	2,32
3,0	5,8	2,5	2,91
3,5	11,2	5,6	6,51
4,0	27,6	27,0	31,3
4,5	26,0	38,0	44,1
5,0	21,5	14,8	17,2
5,5	21,0	13,1	15,1
6,0	30,0	19,0	22,1
6,5	43,3	30,5	35,4
7,0	52,2	41,4	48,1
7,5	62,8	51,0	59,2
8,0	75,0	59,0	68,5
8,5	87,5	67,0	77,8

Tabelle 9.

Freiballonhochfahrt am 13.Mai 1934.

Höhe in m	Zeitdiff. in min.	Volt-Verlust	Volt /min	I	übergr. Mittel	entsper. Höhe
a) Luft-Apparat.						
845	9	8,6	0,956	4,28		
2830	13	11,6	0,892	3,88		
5330	8	26,2	3,28	18,73		
7550	6,5	50,7	7,80	46,85		
8650	3,5	50,0	14,3	87,28		
b) Krypton-Apparat.						
950	9	5,3	0,59	4,32		
2870	13	6,9	0,53	3,58		
6160	15	40,6	2,71	31,0		
8330	1	4,5	4,5	53,4		
8570	1	5,7	5,7	68,3		
8750	1	7,8	7,8	94,7		
8940	2	13,6	6,8	82,1		
9120	2	14,4	7,2	87,1	67,9	9170
9280	5	23,0	4,6	54,5	91,7	9310
9430	4	46,0	11,5	140,5	91,5	9360
9510	1	6,7	6,7	80,8	121,0	9480
9570	2	16,7	8,4	102,2	105,4	9590
9640	2	6,8	3,4	41,0	78,5	9640
9720	2	15,2	7,6	92,2	91,0	9880
10290	2	22,7	11,4	139,8	116,0	10000



Figur 16. Die Freiballonhochfahrt am 13.Mai 1934.

Werte über 9000 m werden durch Ablesefahler bereits stark entstellt sein. Beispielsweise ergeben für den Kryptonapparat die Werte für 9280 m und 9430 m Höhe zusammengefasst 92,7 I für 9350 m, also einen Wert, der sich durchaus den normalen Werten anpasst. Es erscheint daher hier angebracht, für die Messungen über 9000 m eine übergreifende Mittelbildung über je drei Werte zu bilden, die in der letzten Spalte der Tabelle 9 aufgeführt ist. Diese Werte geben den in der Figur 16 punktiert dargestellten Verlauf. Die rasche Ionisationszunahme über 9000 m Höhe spricht für eine zusätzliche Luftionisation in der oberen Sperrschicht, wenn auch leider der Beweis für eine radioaktive γ-Strahlung wegen des fehlenden Vergleichs beider Strahlungsapparate (die Luftionisationskammer ist nur bis 9000 m abgelesen worden) nicht möglich ist. Wegen der ausgeprägten Inversionen in den ersten 2000 Metern fällt der Wert, der für die Höhe von 1000 m eingezeichnet ist, um 1,4 I für Luft und 1,5 I für Krypton höher aus, als es der Höhenstrahlungsintensität in dieser Höhe entsprechen würde.

5. Die Absorptionskoeffizienten.

Jeder Ansatz zur Berechnung von Absorptionskoeffizienten gilt streng genommen nur für eine Strahlungskomponente oder für ein Gemisch von Strahlenkomponenten, deren einzelner Anteil an der Gesamtstrahlung bekannt ist. Verschiedene Autoren, vor allem Millikan und Mitarbeiter[1] und nach ihm Regener[2] haben versucht, die Höhenstrahlung in mehrere Komponenten zu zerlegen, um so durch Summierung der Absorptionskurven der Komponenten die gemessene Absorptionskurve zu erhalten. Eine derartige Zerlegung in Strahlengruppen ist jedoch nicht möglich, wie Ohmstedt[3], Weld[3] und Eckardt[4] durch Aufdeckung von Widersprüchen in den genannten Zerlegungsmethoden gezeigt haben. Da die Ionisationskammern nicht selektiv auf die Strahlenart ansprechen, und die beim Durchgang durch den Absorber entstehenden weitreichenden Sekundärstrahlen die Absorptionsvorgänge der Primären weitgehend verwischen, so ist der errechnete "Absorptionskoeffizient" zunächst nur eine formale Rechengrösse und im allgemeinen kein eindeutiges Charakteristikum der Strahlung selbst. Jedoch kann unter gewissen Einschränkungen vor allem unter der Voraussetzung der Sättigung mit Sekundärstrahlen der Absorptionsvorgang in erster Näherung so beschrieben werden, da der Anteil an Sekundären im Sättigungsgebiet proportional der Intensität der Primären ist.

Berechnet man auf Grund der Minimalkurve nach der von Kolhörster und Tuwim[5] für den Barometereffekt angegebenen Näherungsformel

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{H_2O} = \frac{1}{H}\left(11{,}92 - \sqrt{145{,}96 - \frac{2}{11}B\cdot BE}\right)$$

$$\text{für } 86 \leq B\cdot BE \leq 360$$

die Koeffizienten $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{H_2O}$, so erhält man die Tabelle 10 (Dabei bedeuten B die mittlere Dicke der Quecksilberschicht in dem untersuchten Absorptionsintervall und H die entsprechende Wasserschicht. B und H

1) R.A.Millikan und G.H.Cameron, Phys.Rev. 37,235,1931.
2) E.Regener, Z.f.Phys. 74,433,1932.
3) Ch.M.Ohmstedt, Phys.Rev. 37,1688,1931; ebenda 37,1368,1931; ebenda 40,713,1932.
4) C.Eckardt, Phys.Rev. 45,451;851,1934.
5) W.Kolhörster und L.Tuwim, Erg.kosm.Phys. 1,87,1931.

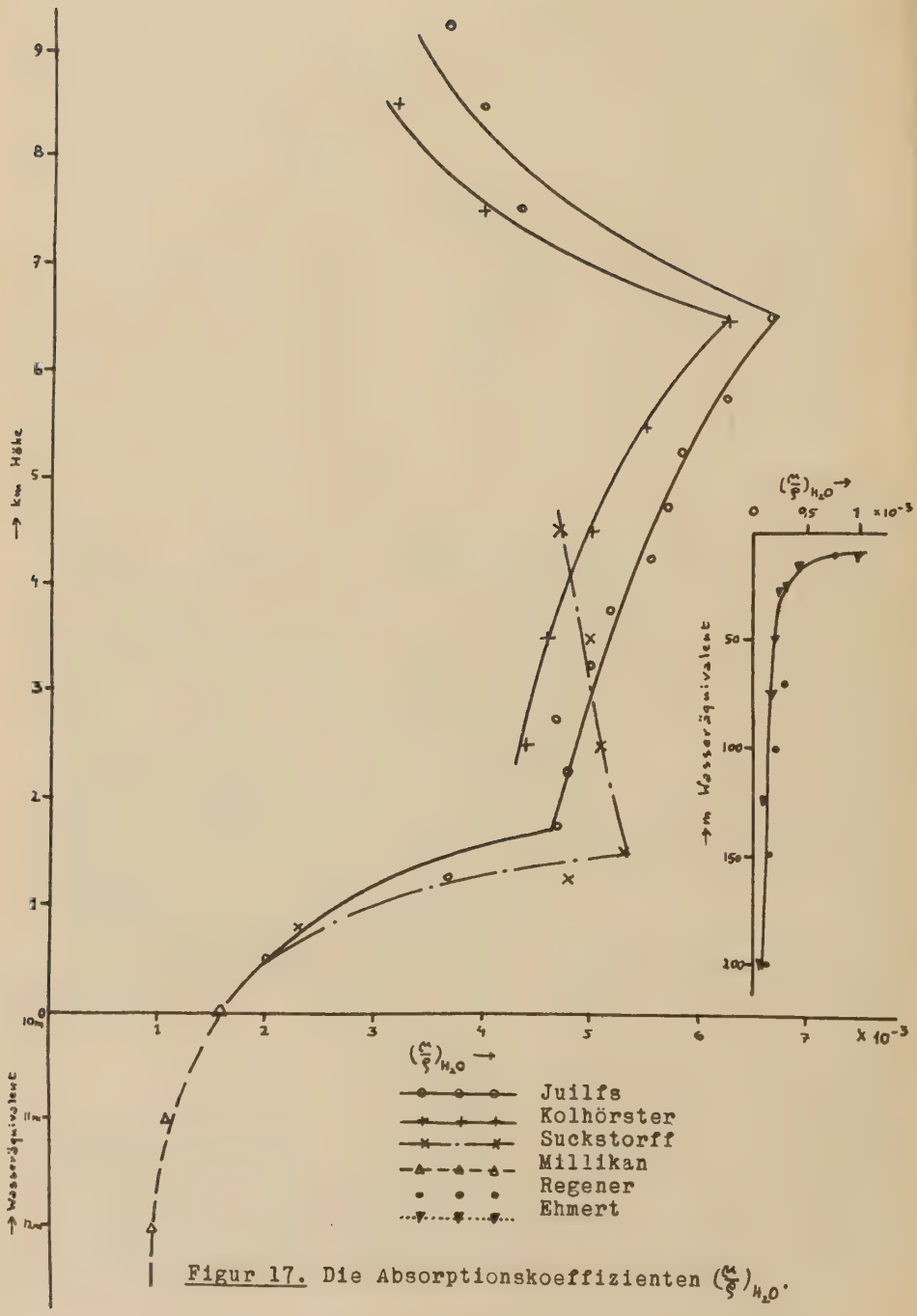
Tabelle 10.

Höhe in km	I	Luftdruck cm Hg [1]	Zwischen km	$(\frac{\alpha}{\rho})_{H_2O}$ cm^2g^{-1}
0	2,1	76,0		
1,0	2,8	67,4	0,0 - 1,0	$2,00.10^{-3}$
1,5	3,5	63,4	1,0 - 1,5	3,67
2,0	4,5	59,6	1,5 - 2,0	4,68
2,5	5,8	56,0	2,0 - 2,5	4,77
3,0	7,5	52,6	2,5 - 3,0	4,67
3,5	9,6	49,3	3,0 - 3,5	5,00
4,0	12,2	46,2	3,5 - 4,0	5,17
4,5	15,5	43,3	4,0 - 4,5	5,54
5,0	19,7	40,5	4,5 - 5,0	5,69
5,5	24,8	37,9	5,0 - 5,5	5,84
6,0	31,4	35,5	5,5 - 6,0	6,23
7,0	50,5	30,8	6,0 - 7,0	6,67
8,0	68,0	26,7	7,0 - 8,0	4,35
9,0	88,0	23,0	8,0 - 9,0	4,01
9,5	98,0	21,4	9,0 - 9,5	3,70

1) Internationale Höhenformel: $p\ (mm\ Hg) = 760\ (1 - \frac{0,0065.a}{288})^{5,256}$

werden in cm gemessen. BE ist die mittlere prozentuale Aenderung der Intensität für 1 cm Quecksilberdickenänderung, also für Höhenstrahlung ihr Barometereffekt.). In der Figur 17 sind die Zahlen noch einmal aufgetragen und in Vergleich zu den früheren Angaben von Kolhörster[1] und Suckstorff[2] sowie den Wasserversenkmessungen von Millikan und Cameron[3], Regener[4] und Ehmert[5] gesetzt. Die Uebereinstimmung mit den Werten und der Kurvenform von Kolhörster und der Anschluss an die Wasserversenkmessungen ist recht gut. Besonders auffällig ist der in 6500 m Höhe bereits von Kolhörster 1914 beobachtete Knick. Kolhörster[6] deutete diesen Knick in der Weise, dass er für den Gang des Absorptionskoeffizienten herunter bis 6 km die allmähliche Sättigung des Strahlengemisches mit Sekundärstrahlen verantwortlich machte. Ebenso erklärt auch Pfotzer[7] diesen Buckel, dessen Höhe natürlich von der Breite des Beobachtungsortes abhängig ist. Der maximale Wert für $(\frac{\alpha}{\rho})_{H_2O} = 6,67.10^{-3}\ cm^2g^{-1}$ stellt dann einen Minimalwert für die weichste in 6,5 km noch auftretende Komponente dar, da die härteren Komponenten erst in geringeren Höhen ihre Sättigungsdicke erreichen. Danach müssten also mindestens zwei Primärkomponenten angenommen werden. Hierauf wiesen vornehmlich Rossi[8] und Auger[9] hin. In den letzten Arbeiten von Pfotzer[7]

1) W.Kolhörster, Naturwiss. 19,574,1931.
2) G.A.Suckstorff, Dissertation Berlin 1933.
3) R.A.Millikan und G.H.Cameron, Phys.Rev.37,235,1931.
4) E.Regener, Z.f.Phys. 74,433,1932.
5) A.Ehmert, Z.f.Phys. 106,751,1937.
6) W.Kolhörster, Naturwiss. 19,574,1931; vgl. auch die späteren Arbeiten von A.H.Compton und R.J.Stephenson, Phys.Rev. 45,441,1934; A.H.Compton, Phys.Rev.Scient.Instr. 7,71,1936.
7) G.Pfotzer, Z.f.Phys. 102,23;41,1936.
8) B.Rossi, Actualités Scientifiques, S.230.
9) P.Auger, Journ.de Phys. 6,225,1935.



Figur 17. Die Absorptionskoeffizienten $(\frac{\mu}{\rho})_{H_2O}$.

und Gross[1]) wird die von Pfotzer erhaltene Absorptionskurve analysiert und zur Hauptsache ebenfalls durch das Zusammenwirken zweier Komponenten erklärt. Die weiche Komponente, für die eine eindeutige Beziehung zwischen Energie und Reichweite besteht, wird als Elektronen- und Positronenstrahlung angesprochen; für sie wird ein Absorptionskoeffizient von $(\frac{\mu}{\rho})_{H_2O} = 8{,}5.10^{-3}\ cm^2 g^{-1}$ gefunden.

Die Werte der errechneten Absorptionskoeffizienten werden von 1500 m an abwärts mehr und mehr durch die durchdringenderen Komponenten mit kleinerem $(\frac{\mu}{\rho})_{H_2O}$ bestimmt. Schon die geringe Abnahme des Absorptionskoeffizienten zwischen 6,5 und 1,5 km zeigt das Vorhandensein von Komponenten, die den wesentlicheten Anteil der Strahlung unterhalb 1,5 km ausmachen. Eine Zerlegung dieses durchdringenden Anteils der Strahlung in weitere einzelne diskrete Komponenten, wie auf Seite 32 bereits ausgeführt, ist wahrscheinlich überhaupt unmöglich. Denn der stufenweise Abbau der Teilchen-Energie durch Sekundäreffekte muss den Effekt durch die Primären weitgehend verwischen, solange eine Sättigung mit den Sekundären nicht erreicht ist. Diese tritt (vgl.Kolhörster und Suckstorff) für die weiche Komponente unterhalb 30 m Wasseräquivalent auf. Der Absorptionsvorgang für die harte Komponente ist von Ehmert eingehend untersucht worden[2]). Danach kann für diese die Absorptionskurve durch eine Potenzfunktion $N(H) = \frac{N_1}{H^{n_{H_2O}}}$ dargestellt werden, wenn H das durchsetzte Wasseräquivalent bedeutet. Eine Erklärung wird dadurch gegeben, dass für diese Komponente die Wahrscheinlichkeit eines Absorptionsaktes der Teilchen-(Quanten-) Anzahl und ferner der durchsetzten Schichtdicke umgekehrt proportional ist. Es ist allerdings ungewiss, ob die Genauigkeit der Messungen Ehmerts, die im wesentlichen von der Bestimmung der Zufallskoinzidenzen abhängt, soweit hinreicht, einen derartig weitreichenden Schluss zu ziehen. Es wurden nämlich zur Messung der Zufallskoinzidenzen Rohre kleinerer Abmessungen verwendet, als sie später zur eigentlichen Messung dienten. Die Aufbauzeit der Zählrohrentladung hängt aber ganz wesentlich von Zählrohrdurchmesser und-Länge ab; sie wird mit grösser werdenden Abmessungen immer länger. Es werden daher auch im Verstärker grössere Stosszeiten wirksam werden und Koinzidenzen registriert, die bei kleineren Rohren durchaus noch nicht als Koinzidenzen gezählt werden. Die Anzahl der Zufallskoinzidenzen wird daher nach unserer Auffassung von Ehmert als zu klein angegeben.

Ehmert versucht die Form der Absorptionskurve durch die Energieverteilung der Primären der harten Komponente zu erklären, die nach Blackett[3]) annähernd durch die Gleichung N(E) proportional E^{-2} wiedergegeben werden kann. Neure Messungen des Breiteneffektes in verschiedenen Höhen von Young und Street[4]) legen es aber nahe, die "weichen" Komponenten der Höhenstrahlung als in grösseren Höhen in Luft ausgelöste Sekundäre aufzufassen. Diese Annahme wird durch die Koinzidenzmessungen von Schmeiser und Bothe[5]) wesentlich gestützt. Der Energiebereich der harten Sekundären ist nun gerade

1) B.Gross, Z.f.Phys. 105,334,1937.
2) A.Ehmert, Z.f.Phys. 106,751,1937.
3) P.M.S.Blackett, Proc.Roy.Soc.London(A) 154,573,1936; ebenda (A) 159,1;19,1937.
4) R.T.Young und J.C.Street, Phys.Rev. 52,552,1937.
5) K.Schmeiser und W.Bothe, Naturwiss.25,669,1937.

etwa derjenige, für den nach Blackett der Energieverlust der Teilchen durch Strahlung[1] relativ hoch ist. Für die höheren Teilchen-Energien ist entgegen der Theorie von Bethe und Heitler[2] der Energieverlust durch Strahlung so niedrig[1], dass die Bremsformel für die Energien oberhalb von einigen 10^9 eV als ungültig angesehen werden muss. Durch diese verschiedene Absorbierbarkeit der Teilchen in Abhängigkeit von ihrer Energie mag auch der Unterschied der Form der Intensitätskurvenstücke, nämlich der exponentielle Verlauf zwischen 6,5 und 1,5 km als Absorption der vielleicht in den höchsten Atmosphärenschichten ausgelösten harten Sekundären ("weiche Primären") und die Potenzfunktion unterhalb 30 m H_2O als Absorptionskurve der Primären ("harte Primären") erklärt werden.

6. Die Natur der Strahlung in den Sperrschichten.

Nehmen wir wieder die Kurve der Minimalwerte der Ionisation als Intensitätskurve der Höhenstrahlung und betrachten lediglich den Zuwachs der Ionisierungsstärke in den Sperrschichten, so erhalten wir die Tabelle 11 (vgl.auch Figur 18). Diese Zahlen können direkt miteinander verglichen werden, da die Zeiten und damit auch die Höhenschichten, in denen gemessen wurde, in beiden Strahlungsapparaten die gleichen waren. Die Ablesungen wurden so eingeteilt, dass der eine Apparat immer zur vollen Minute, der zweite 15 Sekunden später abgelesen wurde, sodass Verschiebungen in den Höhenschichten und Ionisierungsstärken gegeneinander kaum zu erwarten waren. Lediglich bei grösseren Steiggeschwindigkeiten und stark ausgeprägten Vertikalbewegungen der atmosphärischen Luft würden kleinere für die Intensitätskurve unwesentliche Abweichungen zu bemerken sein. Zum Vergleich der Ionisierungsstärken in Luft und in Argon wurde jeweils die Intensität über die gesamte Höhe der Sperrschicht gemittelt und dann ins Verhältnis zueinander gesetzt. Die Kurvenformen (Figuren 9) lassen allerdings deutlich erkennen, dass, wie auf Seite 22 ausgeführt, der Haupteinfluss der zusätzlichen Aktivitäten im unteren Drittel bzw. gelegentlich auch am oberen Rande der Schicht auftrat. Es wäre aber zu willkürlich, nur die stark hervortretenden Ionisierungsüberschüsse in Beziehung zueinander zu setzen, da erstens natürlich der Messfehler berücksichtigt werden muss und zweitens die Grenzen der Schichten, die mit zusätzlichen Aktivitäten angereichert sind, nicht so scharf erkennbar sind. Wir haben daher die Mittelung in der Weise vorgenommen, dass über alle die Ionisationswerte, die in der nach den Temperaturangaben erkennbaren Sperrschicht gemessen sind, das gewichtete Mittel gebildet wurde. Im Ganzen werden also auch Teile der Sperrschichten mit erfasst, die keine zusätzliche Strahlung aufweisen. Dennoch liegen die Verhältnisse der Ionisierungsüberschüsse in Luft zu denen in Argon im wesentlichen unter 1. Würde man das Mittel über die in der Tabelle 11 eingetragenen Werte bilden, so erhielte man den Wert 0,89. Nach den Untersuchungen im ersten Abschnitt, wonach bei radioaktiver Gamma-Strahlung im Gegensatz zur Höhenstrahlung die Ionisierungsstärke mit zunehmender Dichte mehr ansteigt, als dem Dichteverhältnis entsprechen würde, kann man aus diesen Ergebnissen auf radioaktive Gamma-Strahlung in den Sperrschichten schliessen. Dass es sich nicht allein um weiche Komponenten aus Sekundärprozessen von Höhenstrahlenteilchen handeln kann, ist auf Seite 14 ausführlich dargestellt worden.

1) P.M.S.Blackett, Proc.Roy.Soc.London (A) 159,1;19,1937.
2) H.Bethe und W.Heitler, Proc.Roy.Soc.London (A) 146,83,1934.

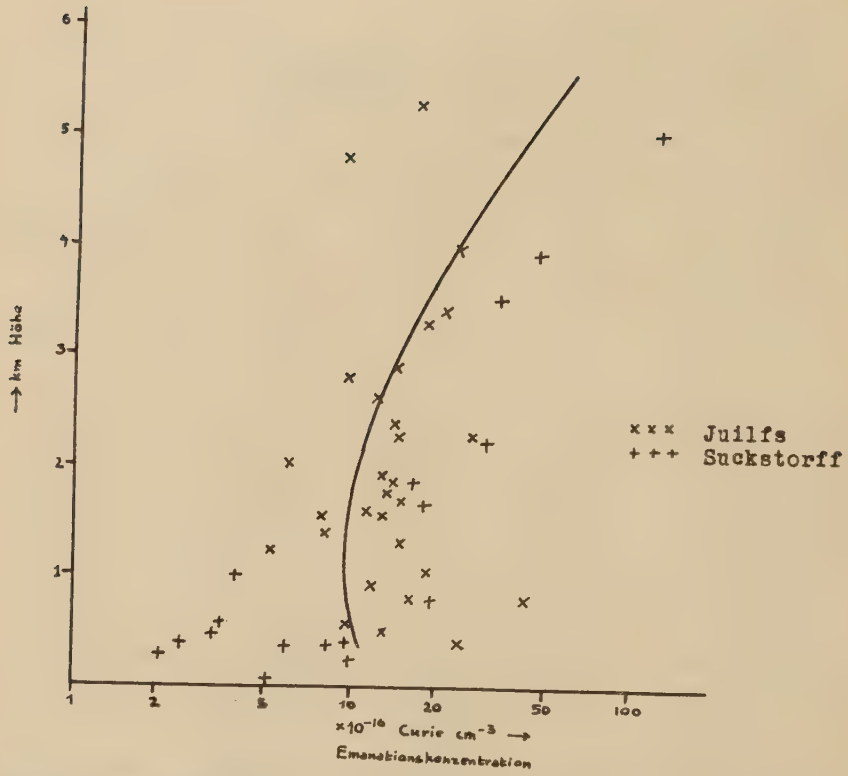
Tabelle 11.

Das Verhältnis $\frac{\text{Ionenüberschuss in Luft}}{\text{Ionenüberschuss in Argon}} = L$

Fahrt am	Höhen-intervall	Ionenüberschuss in Luft	in Argon	L
17.1.	400- 600	1,30	0,92	1,41
	900-1200	1,72	2,11	0,81
	1800-2000	1,03	1,13	0,91
14.2.	1100-1500	1,40	1,67	0,84
	1700-2000	1,18	1,59	0,74
	2800-3000	1,12	1,03	1,09
28.2.	600-1200	1,13	1,25	0,91
	1700-1800	1,13	1,76	0,64
	2300-2400	1,15	1,75	0,66
7.3.	1200-1900	1,13	1,86	0,61
	2200-2300	2,16	3,67	0,59
14.3.	1300-1450	0,74	1,51	0,49
	3300-3500	2,09	2,62	0,80
28.3.	400- 700	0,98	1,89	0,52
	1350-1750	0,71	0,94	0,76
	3700-4200	2,63	2,50	1,05
2.5.	1150-1350	0,47	1,20	0,39
	1550-1700	1,00	1,60	0,63
	1850-2150	0,52	0,72	0,72
	2700-2900	0,75	o,25	3,oo
6.5.	2300-2900	1,00	1,32	0,76
	4700-4900	0,96	1,58	0,61
23.5.	700- 900	3,71	4,94	0,75
	1400-2000	1,32	2,88	0,46
	3150-3400	1,31	1,18	1,11
3/4.7.	2050-2450	1,15	1,26	0,91
18.7.	350- 500	2,40	2,32	1,03
	700- 900	1,51	1,96	0,77

7. Ueber die Herkunft der zusätzlichen Ionisation.

Die Herkunft der zusätzlichen Strahlung in den Sperrschichten kann bis heute nicht als geklärt angesehen werden. Für die Zunahme der Strahlung in den unteren Sperrschichten (etwa bis 4 km) kannman bis zu einem gewissen Teile die Emanationsmengen, die an Aufgleitflächen vom Boden aus in grössere Höhen transportiert werden, verantwortlich machen. Für diesen Mechanismus spricht der wiederholt beobachtete intensive Staubgeruch in den Sperrschichten beim Ueberqueren von Höhenzügen und bei starkem Windrichtungswechsel. Trägt man aber die Intensität der zusätzlichen Strahlung in Abhängigkeit von der Höhe auf (Figur 18), so bestätigt sich die bereits von Suckstorff beobachtete Zunahme der Aktivität mit der Höhe. Auch die Messungen Masuchs oberhalb 6000 m lassen auf Ionenkonzentrationen in der Grössenordnung von 10^{-14} Curie cm^{-3} und höher in diesen Schichten schliessen. Die bei Pilotballonaufstiegen von Regener und Pfotzer ebenfalls recht erheblichen Unterschiede in den Strahlungsstärken auf den einzelnen Fahrten lassen sich



Figur 18. Die Emanationskonzentrationen in Sperrschichten in Abhängigkeit von der Höhe.

dahin deuten, dass die zusätzlichen Aktivitäten auch in grossen Höhen noch vorkommen. Regener macht zwar für die von ihm beobachtete Strahlungszunahme am 29.3.33. die erhöhte Sonnenfleckentätigkeit am Vortage verantwortlich. Da aber, wie aus unseren zahlreichen Messungen hervorgeht, die Aktivitäten fast immer angetroffen werden, so wird die Erklärung durch einzelne selten auftretende Strahlungsüberschüsse unwahrscheinlich. Vielleicht kann das zeitweise Auftreten von "kosmischem Staub", evtl. Meteoriten mit im Spiele sein.

Nimmt man etwa an, dass im Jahr auf die Erde etwa 10000 Tonnen (als Mittelwert der weit auseinandergehenden Schätzungen) meteoritischen Materials fallen, so würden auf den Quadratzentimeter der Erdoberfläche 2.10^{-9} g treffen. Unter Zugrundelegung eines Radium-Gehaltes von 10^{-13} g pro g Material, wie man ihn im Durchschnitt in grösseren Meteoriten findet, würden jährlich 2.10^{-22} g Radium auf den Quadratzentimeter treffen. Bei gleichmässiger Massenverteilung in der Atmosphäre würde diese Zahl niemals ausreichen, die hohen gemessenen Emanationskonzentrationen von der Grössenordnung 10^{-15} Curie pro cm^3 zu erklären. Wir müssen daher

annehmen, dass die meteoritischen Massen, wenn diese alleinige Ursache des gefundenen Ionenüberschusses sein sollen, sich in "Wolken" zusammenballen (vgl. die Untersuchungen von Eckersley) und während längerer Zeiten in den Sperrschichten der Atmosphäre liegen bleiben. Weiter wäre es nicht unmöglich, dass die Schwärme staubfeinen Materials wesentlich mehr aktive Substanzen enthielten als die auf der Erde vorgefundenen grösseren Meteoriten. Die Annahme, dass die Aktivitäten in den unteren Schichten bereits abgeklungen seien, kann hier nicht geltend gemacht werden, da es nicht einzusehen ist, warum die Substanzen auf ihrem langen Wege durch den interstellaren Raum wesentlich mehr aktiv seien, und gerade in der Atmosphäre ihre Strahlung in gröserem Masse einbüssten. Allerdings könnte in den obersten Atmosphärenschichten auch eine schnell abklingende künstliche Aktivierung der Substanzen eintreten.

In den meteoritischen Staubwolken könnten weiter wegen der grösseren Dichte gegenüber der umgebenden Luft wesentlich grössere Uebergangseffekte der Höhenstrahlung beobachtet werden, als es allein durch die Verschiedenheit der Dichte der Luftkörper möglich wäre. Es kann daher angenommen werden, dass sowohl die Uebergangseffekte in der Luft und am meteoritischen Staubmaterial als auch, allerdings zum weitaus überwiegenden Teile, die zusätzliche Aktivität für die Sperrschichten gefundenen Ionisationszunahmen verantwortlich zu machen sind.

Die Meteorreste werden allmählich durch den Luftmantel der Erde "hindurchregnen" und müssten auch in Seehöhe einen merklichen Einfluss auf die Ionisation ausüben. So weist bereits Wigand[1] hin auf eine an mehreren Orten beobachtete Erhöhung der Ionisierungsstärke am Boden beim Durchgang des Halleyschen Kometen im Mai 1910. Kürzlich hat auch Zirkler[2] auf einen Zusammenhang der Ionisierungsstärke in Seehöhe und dem Auftreten von Meteorschwärmen während längerer Registrierreihen hingewiesen. Die Beobachtungen von Bhar[3] und Mitra[4] legen die Vermutung nahe, die Ionisationszunahme in den ionosphärischen Schichten mit dem gleichzeitigen Auftreten eines Meteorschwarmes in Verbindung zu bringen. Aus unregelmässigen Echos von Radiowellen, die in der Höhe der E-Schicht reflektiert werden, schliesst Eckersley[5] auf Gebiete mit zusätzlichen Aktivitäten (Ionenwolken) in der Ionosphäre. Da der Effekt sowohl tagsüber als auch in der Nacht beobachtet wurde, scheidet die Erklärung durch einen direkten Einfluss der Sonne aus. Als mögliche Erklärungen werden auch hier eine Teilchen-Strahlung von Sternen ausder Milchstrasse oder aber kleine Meteoriten angegeben[6].

Nimmt man also etwa einen Einfluss derMeteorschwärme oder irgendeine ähnliche Ursache als Grund für die zusätzliche Ionisation in den höheren atmosphärischen Schichten an, so kann man sich

1) A.Wigand, Phys.ZS. 18,1,1917; vgl. z.B. auch F.Linke, Meteorol.ZS. 33,1916,Nr.1; Karl Bergwitz, ebenda 33,1916,Nr.7.
2) J.Zirkler, Naturwiss. 25,367,1937.
3) I.N.Bhar, Nature 139,470,1937.
4) S.K.Mitra, Proc.Nat.India 1,131,1935.
5) T.L.Eckersley, Nature 140, 846,1937.
6) Meteoritische Masseteilchen in den ionosphärischen Schichten könnten dann der Anlass zu mannigfachen Sekundärprozessen der Höhenstrahlung werden; vgl.z.B. M.Cosyns, Nature 140,931,1937.

das folgende Bild machen. Die aktiven Massen ausserterrestrischen Ursprungs werden zunächst durch die höchsten Schichten schnell bis in die Stratosphäre gelangen. Diese Tatsache kann aus dem gleichzeitigen Auftreten und Verschwinden von Meteorschwärmen und Ionisationszunahme in den ionosphärischen Schichten (Bhar) geschlossen werden. Die Stratosphäre würde dann als Temperaturinversion die leichten Staubmassen längere Zeit aufhalten und allmählich in die unteren Kilometer der Erdatmosphäre hineinregnen lassen. Hierin könnten dann auch die zeitweise auftretenden Störungen in den Kurzwellenechos (Eckersley) ihre Erklärung finden. Ob und wieweit noch weitere Erscheinungen mitspielen, kann auf Grund des bis heute vorliegenden Materials natürlich nicht entschieden werden.

Zusammenfassung.

Es werden mit ein und demselben Strahlungsapparat die Ionisierungsstärken von radioaktiven Gamma- und Höhenstrahlen in den Edelgasen sowie in Wasserstoff, Luft, Sauerstoff und Kohlensäure gemessen. Während die harten Komponenten der Höhenstrahlung durchaus dichteproportional ionisieren, steigt die Ionisierungsstärke bei radioaktiver Strahlung in Gasen wachsender Dichte mehr an, als dem Dichteverhältnis entsprechen würde.

Diese Tatsache bietet eine Möglichkeit, die Höhenstrahlung von anderen Strahlenarten durch gleichzeitige Beobachtung zweier Strahlungsapparate verschiedener Gasfüllungen zu unterscheiden. Damit konnte die Natur der zusätzlichen Strahlung in den Sperrschichten der Atmosphäre genauer untersucht werden. Auf 12 Freiballonfahrten werden Ionisationskurven für Luft und Argon bis 6 km Höhe erhalten. Dazu wurden die beiden Masuchschen Hochfahrten bis 10 km ausgewertet. Die Existenz einer zusätzlichen Aktivität in den Sperrschichten konnte gesichert werden. Das Verhältnis der Ionisierungsstärken in Luft und Argon in den Sperrschichten lässt auf radioaktive Gammastrahlung schliessen. Die Herkunft dieser aktiven Substanzen wird für die unteren Schichten als von der Exhalation des Bodens herrührend, für die hohen Schichten als Wirkung aktiver Massen aus der Stratosphäre bzw. ausserterrestrischen Ursprungs (Meteorreste und dgl.) angenommen.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof.Dr.W.Kolhörster habe ich für die Anregung und Ermöglichung der Arbeit und wertvollsten Rat aufrichtig zu danken. Desgleichen danke ich dem wissenschaftlichen Ausschuss für Freiballonfahrten sowie den Freiballonführern bestens.

Lebenslauf.

Am 15.Dezember 1911 wurde ich, Johannes J u i l f s, als Sohn des Kaufmanns Arthur J u i l f s in Hannover geboren. Von Ostern 1918 an besuchte ich die Oberrealschule mit Reformrealgymnasium zu Berlin-Steglitz, an welcher Anstalt ich Ostern 1930 die Reifeprüfung ablegte. Vom Sommersemester 1930 an studierte ich an der Universität Berlin die Fächer Mathematik und Physik. Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren B i e b e r b a c h - C z e r n y - D e s s o i r - F e i g l - H a m m e r s t e i n - H a r t m a n n - H e t t n e r - K ö h l e r - K o l h ö r s t e r - v. M i s e s - N e r n s t - O r t h m a n n - R i e f f e r t - S c h l e n c k - S c h m i d t - S c h u r - V a h l e n - W e h n e l t.

Massgeblich beeinflussten mich als Mensch und Lehrer die Herren Prof.Dr.Ludwig B i e b e r b a c h und Dr.Wilhelm O r t h m a n n, die mich unter anderem Wertvollen die Kameradschaft im Hochschullehrbetrieb kennen lernen liessen, sowie Herr Prof.Dr.Werner K o l h ö r s t e r, der mir Gelegenheit gab, den Wert der Zusammenarbeit im wissenschaftlichen Forschungsbetrieb zu erfassen.

Herstellung: VDI-Verlag G.m.b.H., Berlin NW 7